

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker, Jena – Fr. Kossmat, Leipzig
Fr. Linke, Frankfurt – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen

VI. Jahrgang 1930

Mit 132 Figuren im Text und auf 3 Tafeln, 8 Karten und 3 Kurvenbildern

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
1930

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED
Berkeley Square House, London, W.1

Geographie Amerikas

Alle Rechte,
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten

First reprinting, 1966, Johnson Reprint Corporation

Printed in West Germany
Elektra, Frankfurt a. M. / Höchst

Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schweremessungen*

(Jenaer Geophysikalische Forschungsarbeiten, unterstützt von der Notgemeinschaft
der Deutschen Wissenschaft)

Von **O. Meisser** — (Mit 14 Abbildungen)

Es wird ein neuer Vierpendelapparat mit prinzipiellen Verbesserungen beschrieben. Um ein Instrument zu schaffen, das den praktischen Forderungen nach erhöhter Beobachtungsgenauigkeit und Geländegebrauchbarkeit genügen dürfte, wurden beim Bau die Fortschritte in der Theorie des Pendels, die Ergebnisse der Werkstoffforschung und die jeweiligen Anwendungsmöglichkeiten physikalischer Meßmethoden eingehend berücksichtigt.

In einer kürzlichen Arbeit**) habe ich für relative Schweremessungen mit Pendeln ein Beobachtungsverfahren und die entsprechenden Hilfsmittel angegeben, die gestatten, die Schwingungsdauerdifferenzen mehrerer Pendel gleichzeitig an verschiedenen Beobachtungspunkten mittels der einzelnen Signale einer drahtlosen Uhr zu bestimmen. Die Genauigkeit der Schwingungsdauerdifferenzen beträgt schon bei einer Beobachtungszeit von etwa 40 Minuten einige Einheiten in 10^{-8} sec für Halbsekundenpendel. Der Uhrgang der drahtlosen Sekundenmarken braucht hierbei selbst bei Schweredifferenzen von etwa 100 mg nur auf Minuten (in 24^h) bekannt zu sein. Die bisherige Grenze der Genauigkeitssteigerung von Pendelmessungen, die durch die der astronomischen Zeitbestimmung gegeben ist, wird somit durch den Übergang zu einem relativen Zeitmeßverfahren mittels drahtloser Einzelzeichen einer Uhr und durch die Ausbildung eines entsprechenden Registriergeräts beseitigt. Will man jedoch diese neue experimentelle Genauigkeitssteigerung bei den Messungen für geophysikalische Aufschlußuntersuchungen oder bei allgemeinen Schweremessungen zur Abkürzung der bisherigen relativ langen Beobachtungszeit voll ausnutzen, so werden auch erhöhte Anforderungen an die Leistungen des Pendelapparats selbst gestellt, um die übrigen Fehlerquellen in gleichem Maße entsprechend klein zu halten. Im folgenden soll eine kurze Beschreibung von dem neuen **Jenaer Vierpendelapparat** gegeben werden, der mit dem Ziele entwickelt wurde, den obigen For-

*) „Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Dresden 1929.“

**) O. Meisser und H. Martin: Erhöhung der Beobachtungsgenauigkeit bei relativen Pendelmessungen. I. Registrierung von Pendelschwingungen. Zeitschr. f. Geophys. 5, 145 (1929).

derungen auf eine erhöhte Meßgenauigkeit entsprechend dem Beobachtungsverfahren Rechnung zu tragen.

Jede Verbesserung des Pendelapparats muß auch eine Erhöhung der Invariabilität der Pendel mit sich bringen. Die von Sterneck angegebene Form der Pendel (s. Fig. 7, A) — eine relativ dünne Stange mit einem schweren Gewicht am Ende — ist, von geringen Änderungen abgesehen, bis jetzt stets beibehalten worden. Kleine Verschiebungen dl der Schneidenfläche bedingen recht beträchtliche Fehler dT in der Halb-Schwingungsdauer T — es ist

$$dT = \frac{dl}{2l} \cdot T \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

wobei l die entsprechende reduzierte Pendellänge bezeichnet —, wie die beistehende Tabelle 1 für ein Halbsekundenpendel zeigt:

Tabelle 1.

$dT \cdot 10^7$ sec	0.25	1.0	2.5	5.0
$dl \cdot 10^3$ mm (μ)	0.03	0.1	0.25	0.50
$\Delta g \cdot 10^3$ cm sec $^{-2}$	0.1	0.4	1.0	2.0

Trotz der verschiedenen Hilfsmittel, das Sterneckpendel stets an dieselbe Stelle des Lagers zu bringen, ist es wohl aussichtslos, auf die Dauer eine Reproduzierbarkeit von einigen Einheiten in 10^{-8} sec für die Schwingungsdauer sicher erreichen zu wollen.

Die reduzierte Pendellänge eines physischen Pendels l ist bekanntlich (s. Fig. 1)

$$l = \frac{K_0 + s^2 \cdot M}{M \cdot s} \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

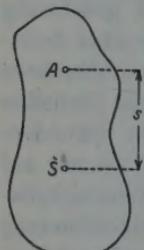


Fig. 1

wenn K_0 das auf den Schwerpunkt S bezogene Trägheitsmoment des Pendelkörpers und s den Abstand der Drehachse A von S bezeichnet; M ist die gesamte Pendelmasse. Da nun bei relativen Schweremessungen die Größe l , d. h. indirekt SA , konstant bleiben muß, um die nötige Invariabilität zu erreichen, fragt es sich, ob man SA nicht so wählen kann, daß eine geringe Veränderung von s eine möglichst kleine Änderung in der Schwingungsdauer T bzw. der reduzierten Pendellänge l hervorruft. Die mathematische Bedingung lautet dafür $dl/ds = 0$ oder geometrisch-physikalisch gesprochen: die Pendellänge l bzw. die Schwingungsdauer muß für den entsprechenden Schneidenabstand vom Schwerpunkt des Pendelkörpers ein Extremum, hier Minimum, werden. Auf diese Konstruktionsmöglichkeit hat zuerst Wilsing*) und neuerdings allgemein für Pendel Schuler**)

*) J. Wilsing: Über eine besondere Form invariabler Pendel. Zeitschr. f. Instrkde. 17, 109 (1897).

**) M. Schuler: Ein neues Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit. Zeitschr. f. Phys. 42, 547.

und für Schwerependel im Anschluß daran Kohlschütter*) hingewiesen: Die Fig. 2 zeigt die Schwingungsdauer T_s in Abhängigkeit von dem Schwerpunktsabstand s der Schneide; als Abszisse wurde die Größe s/s_0 und als Ordinate T_s/T_{Min} gewählt, um der Kurve einen allgemeineren Charakter zu geben. Es ist

$$s_0 = \sqrt{\frac{K_0}{M}} \quad \text{und} \quad T_{\text{Min}} = \pi \sqrt{\frac{2s_0}{g}} \dots \dots \dots \quad (3)$$

Die Größe s_0 bezeichnet man in der Mechanik als Trägheitsradius. Bei einer vorgegebenen Massenkonfiguration (Massenelement m_i , Massenschwerpunkt S_i , Abstand Achse A —Massenschwerpunkt $S_i = e_i$, siehe Fig. 3) wird das Pendel die kleinste Schwingungsdauer aufweisen, wenn die Schneide A im Abstand des Trägheitsradius s_0 befestigt wird, die reduzierte Pendellänge l hat dann den

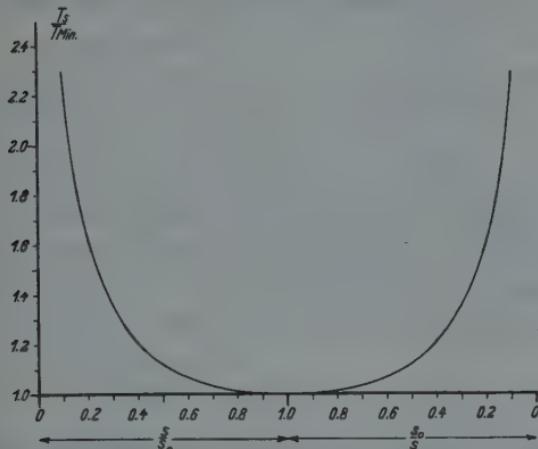


Fig. 2 **)

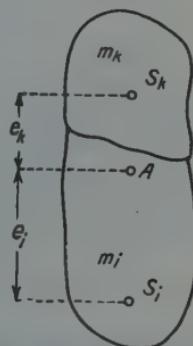


Fig. 3

doppelten Wert von s_0 . Für die Berechnung eines solchen besonders invariablen Pendels sind dann zwei Bedingungen zu erfüllen (s. Fig. 3)

$$l = \frac{\sum_i \{K_{0i} + e_i^2 \cdot m_i\}}{\sum_i m_i \cdot e_i} \dots \dots \dots \quad (A)$$

(4)

$$\frac{l}{2} = \frac{\sum_i m_i \cdot e_i}{\sum m_i} \dots \dots \dots \quad (B)$$

*) E. Kohlschütter: Über Pendelformen. Verh. d. balt.-geodät. Kom. Helsinki 1928, Anlage 9, S. 81.

**) Zieht man eine Gerade parallel zur Abszissenachse, so ergeben die beiden Schnittpunkte mit der Kurve für $\frac{T_s}{T_{\text{Min}}}$ sofort die entsprechenden Relationen für ein Reversionspendel.

und die Identität

$$\frac{l^3}{2} = \frac{\sum_i \{K_{0i} + e_i^3 \cdot m_i\}}{\sum_i m_i} \quad \dots \dots \dots \quad (C)$$

wenn die Schwerpunkte S_i mit A auf einer Symmetriegeraden liegen, wobei K_{0i} die Trägheitsmomente der Einzelkörper bezogen auf eine durch S_i zu A parallel gehende Achse sind. Zur Konstruktion eines Minimumpendels wird man sich für die Feinabstimmung nur zwei Parameter u und v wählen und die übrigen Größen fest vorgeben. Die Gleichungen (A) und (B) stellen dann zwei Kurven $A(u, v)$ und $B(u, v)$ in der u, v -Ebene dar, die gesuchten Werte der Parameter u_0, v_0 für ein bestimmtes T ergeben sich aus dem Schnittpunkt von den Kurven A und B . Hat man (s. Fig. 4) zwei Näherungswerte u_1 und u_2 , so kann man aus (A)

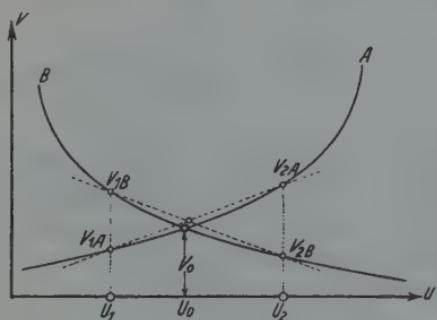


Fig. 4

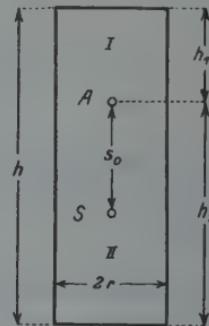


Fig. 5

bzw. (B) die entsprechenden v_{1A}, v_{1B} und v_{2A}, v_{2B} berechnen. Der richtige Wert u_0, v_0 wird in erster Näherung durch den Schnittpunkt der durch die Punkte $u_1, v_{1A}; u_2, v_{1B}$ und $u_1, v_{2A}; u_2, v_{2B}$ gehenden Geraden bestimmt, da sich jede Kurve in kleinen Intervallen durch eine entsprechende Gerade ersetzen läßt. Durch sukzessive Näherung läßt sich u_0, v_0 beliebig genau bestimmen*).

*) Die Rechnung soll für einen einfachen Kreiszylinder nach dem obigen Verfahren durchgeführt werden. Der Einfluß der Schneide und der Spiegel bleibt einfachtheitsshalber hier unberücksichtigt. Das Pendel (s. Fig. 5) besitze die Gesamtlänge h und den Durchmesser $2r$; die Pendellänge ist nach (A)

$$l = \frac{1}{12 s_0} (3 r^2 + h^2 + 12 s^2) \quad \dots \dots \dots \quad (5)$$

und gemäß (C) wird

$$s_0^2 = \frac{1}{12} (3 r^2 + h^2) = \frac{l^2}{4} \quad \dots \dots \dots \quad (6)$$

Führt man die Zahlenwerte $l = 20$ cm (entsprechend $T \sim 0.45$ sec) und $r = 2$ cm ein, so ergibt sich $s_0 = 10$ cm, die Teile über bzw. unter der Schneide sind $h_1 = 7.234$ cm und $h_2 = 27.234$ cm. Es ist stets möglich, unter Berücksichtigung aller Einzelteile am Pendel mehr oder minder komplizierte geschlossene Formeln für (A, B, C) zu

Endlich muß noch untersucht werden, wie genau man die Zusatzforderung (B): Schwerpunktsabstand von der Schneide = $1/2$ reduzierte Pendellänge einhalten muß. Die Halb-Schwingungsdauer T läßt sich schreiben

$$T = \pi \sqrt{\frac{l_m}{2g} \cdot \frac{1 + (2s/l_m)^2}{2s/l_m}} = T_{\text{Min}} \sqrt{\frac{1 + (2s/l_m)^2}{2 \cdot 2s/l_m}} \quad \dots \dots \quad (8)$$

weil für T_{Min} ja $s_0 = l_m/2$. Da nur kleine Abweichungen ε von dieser Forderung betrachtet werden sollen, wird in (8) $s = l_m/2 \pm \varepsilon$ gesetzt, wobei $\varepsilon \ll l_m/2$ ist. Die Entwicklung von (8) nach ε ergibt

$$T = T_{\text{Min}} \cdot \{1 + (\varepsilon/l)^2\} \quad \dots \dots \dots \quad (9)$$

Bei diesen neuen „Minimalpendeln“ ändert sich die Schwingungsdauer infolge Verlagerung der Schneide um ε gemäß

$$\Delta T_\varepsilon = +(\varepsilon/l)^2 \cdot T_{\text{Min}} \quad \dots \dots \dots \quad (10)$$

In umstehender Tabelle 2 ist die Schneidenverschiebung ε berechnet, um eine Änderung in T_{Min} von $1 \cdot 10^{-7}$ sec hervorzurufen.

erhalten, doch wird die Ausführung dieser Rechnung meistens wenig bequem. Man denkt sich daher das Pendel aus Teilkörpern zusammengesetzt und schafft sich dann in der Höhe eines über der Achse gelegenen Schleifzylinders und in der entsprechenden Höhe eines am unteren Ende befindlichen Schleifzylinders zwei Konstruktionsvariable, durch deren Abgleichung man näherungsweise den vorgeschriebenen Bedingungen (A, B) gerecht wird. In dem Beispiel denke man sich das Pendel aus den beiden Zylindern I (r_1, h_1) und II (r_2, h_2) zusammengesetzt. Für die Formeln (A), (B) ergeben sich, wenn

$$\left. \begin{aligned} K_{01} &= \frac{r^3 \pi h_1}{12} (3r^2 + h_1^2), \quad e_1 = -\frac{h_1}{2}, \quad K_{01} + e_1^2 \cdot m_1 = \frac{r^3 \pi h_1}{12} (3r^2 + 4h_1^2) \\ K_{02} &= \frac{r^3 \pi h_2}{12} (3r^2 + h_2^2), \quad e_2 = +\frac{h_2}{2}, \quad K_{02} + e_2^2 \cdot m_2 = \frac{r^3 \pi h_2}{12} (3r^2 + 4h_2^2) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

für A: $l = \frac{3r^2 + 4(h_1^2 - h_1 h_2 + h_2^2)}{6(h_2 - h_1)}$

für B: $l = h_2 - h_1$.

Die Näherungswerte für h_2 werden vorgegeben und die entsprechenden für h_1 aus den angegebenen Gleichungen (A, B) berechnet. Es ist für

$$\begin{array}{lll} h_2 = 27.0 \text{ cm} & h_{1B} = 7.0 \text{ cm} & h_{1A} = 7.458 \text{ cm} \\ h_2 = 28.0 \text{ ,} & h_{1B} = 8.0 \text{ ,} & h_{1A} = 6.949 \text{ ,} \end{array}$$

Die Geradenkonstruktion ergibt $h_2 = 27.22 \text{ cm}$ und $h_1 = 7.22 \text{ cm}$, diese Zahlen stimmen mit den streng berechneten bis auf einige $1/10 \text{ mm}$ überein. Dasselbe Verfahren wird für neue Näherungswerte wiederholt:

$$\begin{array}{lll} h_2 = 27.10 \text{ cm} & h_{1B} = 7.10 \text{ cm} & h_{1A} = 7.364 \text{ cm} \\ h_2 = 27.30 \text{ ,} & h_{1B} = 7.30 \text{ ,} & h_{1A} = 7.166 \text{ ,} \end{array}$$

Die Näherungskonstruktion liefert $h_2 = 27.233 \text{ cm}$ und $h_1 = 7.233 \text{ cm}$, zwei Größen, die mit den wirklichen hinreichend übereinstimmen. Dieses sehr vereinfachte Beispiel soll nur prinzipiell zeigen, daß man bei einer einigermaßen symmetrischen Pendelform die Minimumbedingung der Schwingungsdauer für die Konstruktion leicht berücksichtigen kann.

In der Spalte für $\Delta T_{\varepsilon \text{ math}}$ ist die ε entsprechende Schwingungsdaueränderung eines isochronen mathematischen Pendels angegeben. Diese Zahlen

Tabelle 2.

$T_{\text{Min}} \text{ sec}$	1.0	0.8	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2
$e \text{ mm}$	0.32	0.22	0.15	0.11	0.08	0.05	0.03
$\Delta T_{\varepsilon \text{ math}} 10^7 \text{ sec}$	1600	1400	1300	1100	1000	900	800

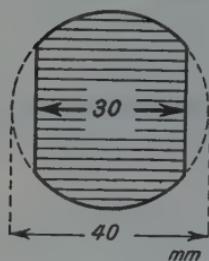


Fig. 6

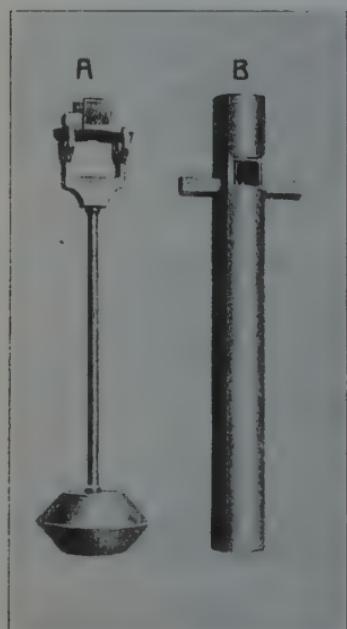


Fig. 7

zeigen deutlich, daß die „Minimalpendel“ eine recht beträchtliche „erhöhte Invariabilität“ besitzen dürften und daß man die geforderte Genauigkeitserhöhung bei den üblichen Sterneckenpendeln nicht mit der nötigen Sicherheit erlangen kann.

Für die praktische Ausführung wurde eine zylindrische Stabform von beistehendem Profil (Fig. 6) gewählt. Um unbequeme Längen und Gewichte zu vermeiden und eine Größe zu erhalten, die eventuell auch die alten Pendelapparate zu benutzen gestattet, beträgt die Halb-Schwingungsdauer der Pendel etwa 0.4 sec. In Fig. 7 ist ein solches Pendel (B) zusammen mit einem Sterneckschen Halbsekundenpendel (A) abgebildet. Die Spiegel sind aus Glas, die Schneiden aus einem Spezialstahl, um die Arretierbolzen, die das Pendel anheben und aufsetzen, in zwei Durchbohrungen eingreifen zu lassen.

Sehr wesentlich für die Konstanz der Pendel ist außer der Form die Materialfrage. Das Pendelmateriale ist außer seiner Beständigkeit mit nach seinem Temperaturkoeffizienten ausgewählt worden. Bezeichnet man durch α den linearen Ausdehnungskoeffizienten für 1° , so ergibt sich die entsprechende Änderung der Halb-Schwingungsdauer ΔT_{t^0} für t^0 in erster Näherung zu

$$\Delta T_{t^0} = \frac{\alpha}{2} t^0 \cdot T \dots \dots \quad (11)$$

In der folgenden Tabelle 3 sind für Halbsekundenpendel aus verschiedenem Material die Temperaturkoeffizienten der Halb-Schwingungsdauern (d. h. die Halb-Schwingungsdaueränderung für 1°C in dem Bereich von 0 bis 50°) angegeben.

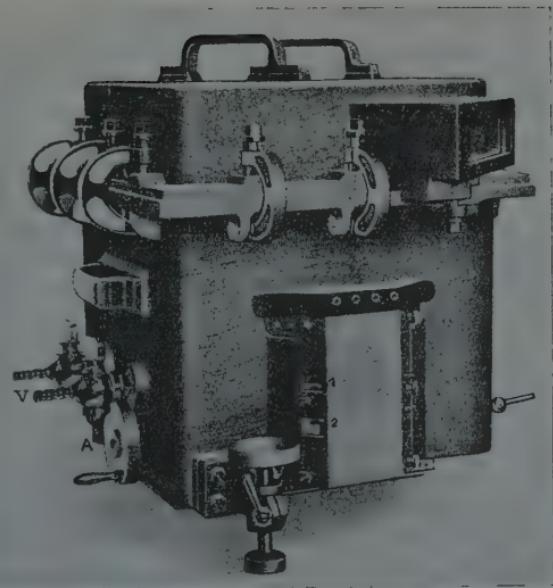


Fig. 8. Größe 1:8



Fig. 9. Größe 1:8

Tabelle 3.

Stoff	Messing	Wolfram	Eisen-Nickellegierungen			Berl. Porzellan	Quarzglas
			Indalatans	Invar	Nilex *)		
$a \cdot 10^6$	18.4	4.8	1.0	0.6	0.2	3.0	0.5
$T_0 a/2 \cdot 10^7 \text{ sec}$	46	12	2.5	1.5	0.5	7.5	1.3
$\Delta g \text{ cm sec}^{-2}$	18.4	4.8	1.0	0.6	0.2	3.0	0.5

Diese Zusammenstellung zeigt deutlich den Vorteil von Eisen-Nickellegierungen und Quarzglas. Aus technischen Gründen wurden vorerst die drei angeführten Fe-Ni-Legierungen benutzt. Der Einwand, daß der Magnetismus des Erdfeldes eine erhebliche Fälschung der Ergebnisse hervorruft, hat sich experimentell nicht bestätigen lassen, genauere Untersuchungen in weitgehend homogenen Feldern sind in Vorbereitung. Dem Vorteil des kleinen Temperaturkoeffizienten der Fe-Ni-Legierungen steht der Nachteil einer gewissen Instabilität des Materials gegenüber, die man durch eine besondere Wärmebehandlung (künstliches Altern) je nach der Vorgeschichte bis zu einem bestimmten Grade beseitigen kann **). Etwas günstiger liegen die Verhältnisse bei amorphem Quarz bzw. Quarzglas, entsprechende Pendel sind in Vorbereitung. Eine weitere Möglichkeit, den Temperatureinfluß zu kompensieren, besteht schließlich darin, die Pendel aus zwei verschiedenen Stoffen mit ungleichen Ausdehnungskoeffizienten zu bauen.

Für die Ausführung wurde eine Anordnung von vier Pendeln gewählt, die man gleichzeitig schwingen läßt, um eine weitgehende gegenseitige Kontrolle für die Konstanz der einzelnen Pendel zu haben. Wenn sich bei den praktischen Messungen die erhöhte Invariabilität durch die Form und mit dem Material in vollem Maße herausstellt, wird man selbstverständlich aus Gründen der Handlichkeit zu einem Zweipendelapparat übergehen. Aus technischen Überlegungen ist nicht — wie man statisch erwarten sollte — die runde Form gewählt, sondern eine quadratische. Fig. 8 und Fig. 9 zeigen den Pendelapparat. Das Gehäuse besteht aus einer seewasserbeständigen Al-Legierung, die Pendel schwingen in den jeweiligen Mittelpunktsdiagonalen, die Achatlager sind in eine starke Gußeisenplatte eingelassen, an der auch die gesamten Einbauteile montiert sind. Die Optik ist in Fig. 9 in der Aufsicht zu sehen. Die Doppelprismen verwandeln gleichzeitig die vertikale Bewegung des Lampenfadens in eine horizontale, um ein bequemeres Registrieren zu ermöglichen. Eine schematische Anordnung der Lichtstrahlen gibt Fig. 9 a. Besonderer Wert wurde darauf gelegt, daß die Linsen gut korrigiert sind, weil ja die Abbildungen äußerst scharf sein müssen.

*) Vgl. auch Lenox-Conyngham: The Cambridge Pendulum Apparatus, The Geograph. Journal 63, 4, 326—341 (1929), wo dieser Eisennickelstahl bereits verwandt worden ist.

**) Ch.-Éd. Guillaume: Recherches métrologiques sur les aciers au nickel. Travaux et mémoires du Bureau International des Poids et Mesures, Tome XVII. Paris 1927.

Die Temperaturmessung ist restlos auf elektrischer Grundlage mit Widerstandsthermometern durchgeführt*). Die Ablesung braucht nicht am Pendelapparat durch ein Fenster vorgenommen zu werden und kann, ohne die Messungen zu stören, integrierend über die einzelnen Pendelkammern geschehen. Die Genauigkeit ist entsprechend dem Ablesungsaufwand bei Hg-Thermometern höher und bequemer erreichbar. Der Widerstand eines Thermometers wird in einer Wheatstoneschen Brücke gemessen, deren Zusatzwiderstände W gleich als Tem-

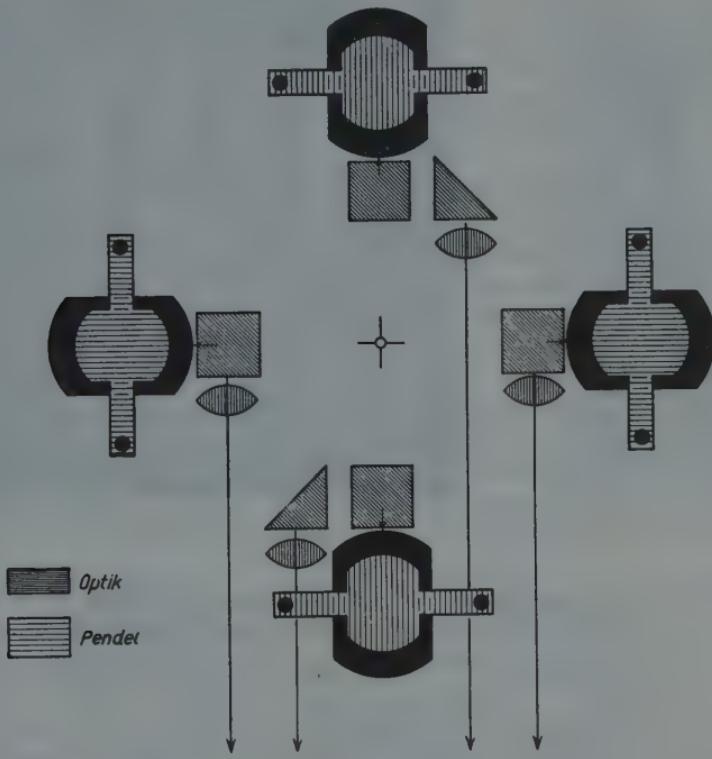


Fig. 9 a. Optik und Pendelanordnung

peraturgrade gestöpselt werden. Als Widerstandsdrähte kommt Pt in Betracht (Durchmesser 0.1 mm), der auf Porzellanrohre (Fig. 10) aufgespult ist. Mit Rücksicht auf die Dimensionen und das Galvanometer wird der Widerstand zu etwa 100Ω gewählt. In Fig. 11 ist die Schaltung der Thermometer Th_i (in den einzelnen Kammern für jedes Pendel) schematisch angegeben. Die verschiedenen Thermometer $Th_1 \dots Th_4$ lassen sich durch einen Schalter R mit derselben Brücke messen. Zum Messen der Temperatur (das Galvanometer G wird stromlos gemacht)

*) Eine genauere Beschreibung und Durchführung der Rechnung und Eichung wird später veröffentlicht.

werden die entsprechenden Äquivalenttemperaturwiderstände W^0 eingestellt, die für ein mittleres Widerstandsthermometer abgeglichen sind. Da durch die Schaltung der Einfluß der Zuleitungen eliminiert ist, braucht an dem abgelesenen Temperaturwert nach einer Tabelle nur noch eine Korrektion angebracht zu werden, die folgende Größen berücksichtigt: Abweichung des Widerstandswertes und des

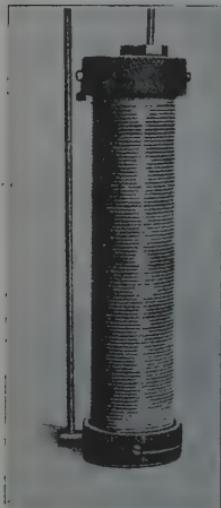


Fig. 10. Größe 1:3

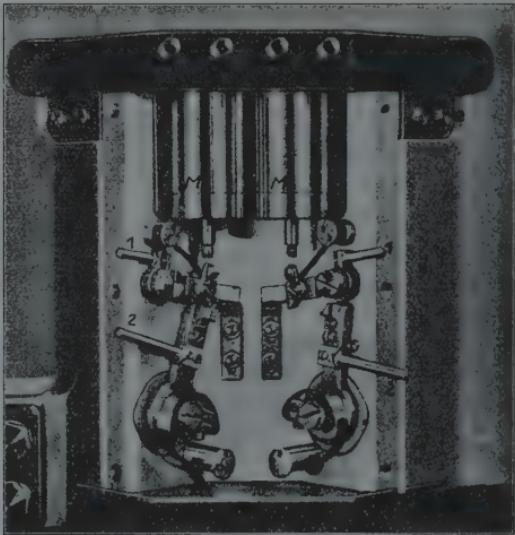


Fig. 12. Größe 1:3

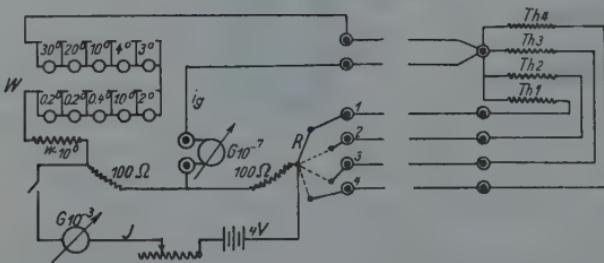


Fig. 11

Temperaturkoeffizienten vom „mittleren Thermometer“, für das die Brücke abgeglichen ist, und Abweichung der Widerstandscharakteristik (Parabel) von einer mittleren Geraden. Der Galvanometerstrom i_g wird, wenn alle Brückenwiderstände $\sim 100 \Omega$ für Pt-Thermometer bei einem Strom $J = 4$ Milliamp. und einer Temperaturänderung von $1^\circ C$ annähernd 10^{-6} Amp. Um ein $1/20^\circ$ noch sicher ablesen zu können, wird ein Zeigerdrehspulgalvanometer von einer Empfindlichkeit von etwa $0,5 \cdot 10^{-7}$ Amp. pro Skalenteil verwandt; selbstverständlich

kann man je nach der Güte der Pendel hinsichtlich ihres Temperaturkoeffizienten entsprechend unempfindlichere Meßinstrumente nehmen.

Um die Luftdichtekorrektion der Pendel in Wegfall kommen zu lassen, wurde auf eine gute Dichtung des Apparates besonderer Wert gelegt. Wird der Apparat stets auf einen Druck $< 0,1$ mm Hg ausgpumpt, so fällt einmal die Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit und auch allgemein die Barometerkorrektion weg. Die Dichtung geschieht durch eine Gummieinlage*). Die Hebel zum Anstoßen der Pendel sind ebenso wie die Arretierungsspinde mit Metallkonen durch die Wand geführt. Das Evakuieren geschieht durch eine eiserne rotierende Ölluftpumpe, die elektrisch mittels eines Benzinaggregates getrieben wird. Die Saugleistung ist so groß, daß bereits nach sehr kurzer Zeit das Auspumpen beendet ist. Für die Kontrolle des Druckes ist ein elektrisches Manometer vorgesehen.

Das Mitschwingen der Stativs wird in bekannter Weise durch zwei gegenüber schwingende gleiche Pendel eliminiert. Um ein bequemes Anstoßen der Pendel zu ermöglichen, erfolgt die Auslösung elektromagnetisch. Fig. 12 zeigt die Auslösevorrichtung. Der Magnet M zieht den Sperrhebel hoch, wodurch der durch eine Feder gespannte Konus einen Hebel in der Pendelkammer bewegt, der das abgelenkte Pendel zum Ausschwingen frei gibt. Die Topfmagnete sind so gebaut, daß die Streuung der magnetischen Kraftlinien die Nickeleisenpendel nicht mehr beeinflußt. Selbstverständlich kann man so die Pendel auch einzeln über ein Kontaktwerk mit jeder beliebigen Phasendifferenz schwingen lassen. Die Hebel sind mit einer Grob- und Feinjustierung versehen, um die Pendelamplitude genau einstellen zu können. Der Stift 2 dient zum Spannen der Auslösung, während man mit dem Stift 1 die Pendel auch mit der Hand zum Schwingen bringen kann.

Da bei einer Messung gleichzeitig vier Pendel schwingen, wurde gleichzeitig nach unserem bewährten Modell**) ein entsprechender Registrierapparat für 12 cm Filmbreite gebaut, der auch eine Papierbreite von 9 und 6 cm zu benutzen gestattet.

Will man weiter gehen und eventuell die gesamte Beobachtung der Pendelschwingungen auf elektrische Grundlage stellen oder das Pendel als ausgesprochene Zeitnormale für kürzere Intervalle benutzen, so muß beim Durchgang durch die Ruhelage ein elektrischer Kontakt ausgelöst werden. Aus Gründen der Einfachheit wurde ein lichtelektrisches Relais (s. Fig. 18) gewählt. Das Licht L einer 4 Voltlampe (2 Watt) fällt über den Pendelspiegel auf eine Photozelle Z . Der schwache Photostrom (etwa Größenordnung 10^{-8} Amp.) fließt über einen hohen Widerstand (10^8 bis $10^9 \Omega$) und steuert so das Gitter G einer Verstärkerröhre.

*) Vgl. auch M. Knoll: Vakuumtechnische Neuerungen an Kathodenoszillographen. Zeitschr. f. techn. Phys. 1929, S. 294—299.

**) O. Meisser und H. Martin: Zur Registrierung von schnell verlaufenden Vorgängen für geophysikalische Untersuchungen. Diese Zeitschr. 2, 269 (1926).

Auf diese Weise gelingt es bequem, bei einem Abstand von über 5 m vom Pendel mit dieser relativ einfachen Apparatur noch Stromstöße von 3 Milliamp. im Anodenkreis zu erhalten. Der Anodenstrom im Relais- bzw. Galvanometer *A* wird durch einen entsprechenden Kreis *K* kompensiert. In Fig. 13 ist eine umgezeichnete Registrierung des kompensierten Stromes in *A* wiedergegeben. Besonders wichtig ist das scharfe Einsetzen (*B*) des Stromstoßes, um einen definierten Zeitmoment von einigen $\frac{1}{10000}$ sec zu erhalten. Die einzelnen experimentellen Hilfsmittel und

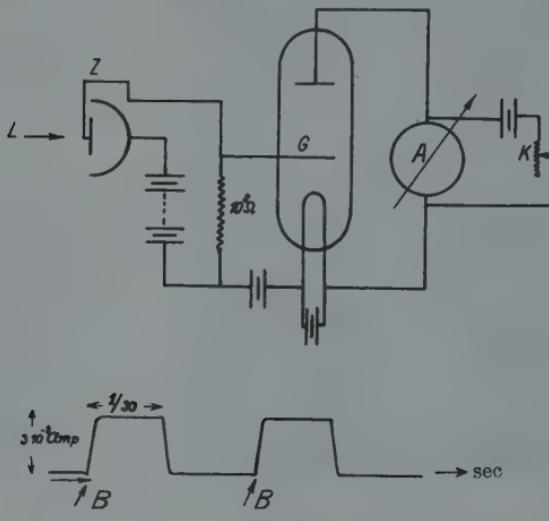


Fig. 13.

die Ergebnisse der eingehenden Untersuchung der verschiedenen Apparaturteile werden später von Herrn Th. Gengler in einer Arbeit ausführlich mit beschrieben werden.

Zusammenfassend kann man bemerken, daß bei der Konstruktion des beschriebenen Vierpendelapparates überall da, wo sich ein Weg zeigte, die jeweiligen Fehlerquellen zu verkleinern bzw. das Messen zu erleichtern, stets die neueren Fortschritte der entsprechenden physikalischen Meßmethoden herangezogen wurden.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, 1929.

Geophysikalische Messungen unter Tage*)**)

(Jenaer geophysikalische Forschungsarbeiten, unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft)

Von O. Meisser und F. Wolf. — (Mit 10 Abbildungen)

Es ergeben sich anschaulich aus dem Verlauf des Schwerefeldes die Grundlagen für Drehwaagemessungen unter Tage. Von einem praktisch ausgeführten Beispiel im Salzbergbau werden die Ergebnisse gezeigt. Gleichzeitig wird dabei die notwendige Ergänzung durch andere geophysikalische Arbeitsmethoden (magnetisches, seismisches Verfahren) betont, um ein möglichst vollständiges Bild auf geophysikalischer Grundlage zu erhalten.

Die Anwendung der geophysikalischen Verfahren auf Probleme des Bergbaues bietet prinzipiell keine Schwierigkeiten. Im allgemeinen erfordert ja die Bearbeitung jeder praktischen Aufgabe meistens, und wenn auch nur bei der Auswertung, eine leichte Modifikation der jeweiligen üblichen Methode, obwohl in großen Zügen das Handwerkszeug mit seinen physikalischen Grundlagen schematisch gegeben ist. Beachtet man diesen allgemeinen Gesichtspunkt, so wird man sich auch leicht bei den besonderen Anforderungen für Untertagemessungen im einzelnen zurechtfinden. Im folgenden sollen die allgemeinen Richtlinien für Drehwaagemessungen im Bergwerk gegeben werden. Die Brauchbarkeit der Methode zeigt dann ein Beispiel in Kombination mit einigen anderen Verfahren.

Über die Verwendung von der Drehwaage unter Tage sind in der Literatur nur spärliche Beispiele***) veröffentlicht. Für gewöhnlich ist die Meinung verbreitet, daß der Gradient stets nach der schwereren Massenkonfiguration zu zeigt. Ich will nachweisen, daß diese Aussage in jener allgemeinen Form nur bedingt richtig ist. Nimmt man als Beispiel das Schwerefeld einer unendlich breiten und langen dichteren Stufe — aus dieser geometrischen Form kann man alle für Bergwerksmessungen erforderlichen Formeln ableiten — in einem homogenen Felde, so werden die Schwerkvektoren durch das dichtere Medium angesaugt, wie es das Newtonsche Anziehungsgesetz fordert. In Fig. 1 sind vier entsprechende Vektoren gezeichnet. Die Schwerkraft g_i setzt sich aus dem Wert g_0 für das homogene Feld und dem Störvektor g'_i zusammen. Gemäß der Definition für den Gradienten (die Änderung der Vertikalkomponente der

*) „Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Dresden 1929.“

**) Die ausführliche Veröffentlichung dieser Arbeiten erfolgt in den „Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena“, herausgegeben vom Direktor O. Hecker.

***) A. Birnbaum: Jahrbuch des Halleschen Verbandes für die Erforschung der mitteldeutschen Bodenschätze und ihrer Verwertung IV, 2, 361—362 (1924); Derselbe: Drehwaagemessungen im Salzbergbau über und unter Tage, Kali 1924, 18, 144—148; H. Holst: Drehwaagemessungen im Schauinsland. Mitt. d. Bad. Landesanst. 1928, Nr. 1.

Schwere längs der Horizontalen) braucht man nur die vertikale Komponente, die durch $g_0 + g_{0i}$ gegeben ist, zu betrachten, es wird für die Punkte 1; 2

$$\left(\frac{\partial g}{\partial s}\right)_{1,2} = \lim_{s=2} \frac{g_{02} - g_{01}}{x_2 - x_1} > 0$$

und für die Punkte 3, 4 unterhalb des Stufenschwerpunktes

$$\left(\frac{\partial g}{\partial s}\right)_{3,4} = \lim_{s=4} \frac{g_{04} - g_{03}}{x_4 - x_3} < 0,$$

da sich der Richtungssinn der g_{0i} umgekehrt hat. Wenn man so rein geometrisch-physikalisch aus dem Feldverlauf definiitionsgemäß den Gradienten ableitet, versteht man auch den Vorzeichenwechsel von $\partial g/\partial s$ parallel zur Stufenhöhe

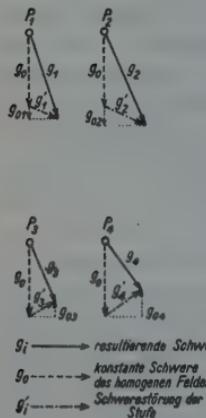


Fig. 1

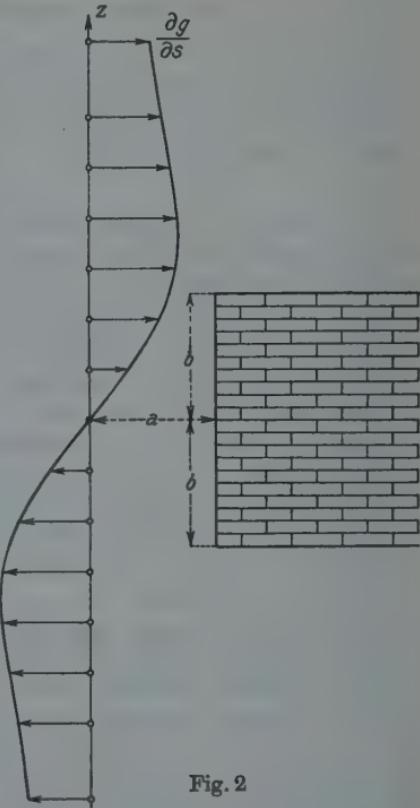
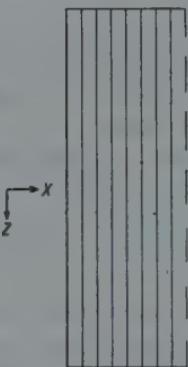


Fig. 2

(z), wie er in Fig. 2 dargestellt ist*). Für die Diskussion des Gradientenbildes ergibt sich somit eine Zweideutigkeit in der Lage der schweren Masse,

*) In der Bezeichnung nach Fig. 2 wird formelmäßig

$$\frac{\partial g}{\partial s} = k(\sigma - \sigma_0) \ln \frac{a^2 + (b-z)^2}{a^2 + (b+z)^2},$$

wobei $k = \frac{200}{3} \cdot 10^{-9}$ die Gravitationskonstante und $(\sigma - \sigma_0)$ der Unterschied der Gesteinsdichte σ gegenüber dem umgebenden Medium σ_0 bedeutet. Der Gradient hat für seinen vertikalen Verlauf bei

$$z = \pm \sqrt{a^2 + b^2}$$

wenn auch anziehende Massen über dem Drehwaageschwerpunkt liegen können. Daher ist die oben gegebene Aussage über die Richtung des Gradienten nur richtig, wenn man Messungen an der Erdoberfläche vornimmt. Aus diesem geometrischen Vektorenbild versteht man auch, daß die Korrekturen für Drehwaagestationen am Fuße von Bergen oder hohen Halden stets negativ im Gradienten ausfallen müssen. Messungen unter Tage erhalten somit ebenfalls eine unangenehme Mehrdeutigkeit, wenn man über die Lagermächtigkeiten der schwereren Massen über bzw. unter dem Meßstollen keine bestimmten Angaben machen kann. Diese Unsicherheit der Drehwaagemessungen kann auch nicht durch Diskussion der Krümmungsglieder entschieden werden. Man ist zur Behebung dieser Zweideutigkeit, wenn nicht geologische Tatsachen hilfreich zur Seite stehen, meistens noch auf die Heranziehung anderer Methoden angewiesen.

Bei den Drehwaagemessungen nehmen die Korrekturen für die sichtbaren Massenunregelmäßigkeiten eine wichtige Stelle ein. Die Beobachtungen an der Erdoberfläche werden auf die Tangentialebene an die Niveaumöglichkeit im Schwerpunkt der Drehwaage bezogen. Für diese Ebene sind sowohl Gradient wie Krümmungsglieder Null. Wenn man unter Tage mißt, fragt es sich, was für eine geometrische Bezugsfläche man zugrunde legt, um die entsprechenden Unregelmäßigkeiten im Profil hinwegzurechnen. Die gesuchten Störungswerte ergeben sich aus den Beobachtungen, indem man außer den Korrekturen für die Unregelmäßigkeiten der Umgebung noch die Werte für die Bezugsfläche in Abzug bringt. Die Bezugsfläche muß einmal einfache Ausdrücke für die Gradienten- und Krümmungsgrößen besitzen und weiterhin sich weitgehend dem normalen Stollenprofil anpassen. Als theoretischen Bezugsstollen für die Korrekturen habe ich ein unendlich langes Paralleliped gewählt, d. h. einen unendlich langen Stollen mit rechteckigem Querschnitt. Die Formeln für dieses Gebilde lassen sich bequem aus der Kombination zweier unendlich langer und breiter Stufen ableiten, sofern man es nicht vorzieht, sie durch Spezialisierung aus dem relativ einfachen Potential

ein Maximum vom Betrage

$$\left(\frac{\partial g}{\partial s}\right)_{\max} = \pm k(\sigma - \sigma_0) \ln \frac{a^3 + b^3 - b\sqrt{a^3 + b^3}}{a^3 + b^3 + b\sqrt{a^3 + b^3}}.$$

Dieser Zeichenwechsel des Gradienten kann man formal auch aus der Wirkung für ein Massenelement gemäß

$$\frac{\partial g}{\partial x} = +3k(\sigma - \sigma_0) \frac{z\rho^3 \cdot \cos a dz d\rho da}{\{\rho^3 + z^3\}^{5/2}},$$

ableiten, wenn der Aufpunkt im Koordinatenursprung ($\rho = z = 0$) liegt und räumliche Polarkoordinaten ρ, a, z gewählt werden.

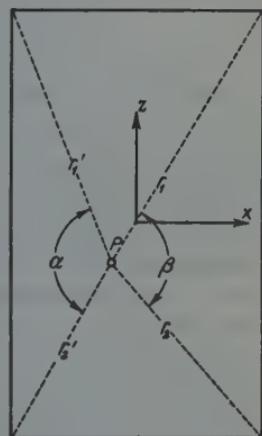


Fig. 3

eines Parallelipeds selbst abzuleiten. Für einen unendlich langen Gang findet man bei homogenem anstehenden Material (σ) und glatten Wänden gemäß der Bezeichnung in Fig. 3 (die y -Achse fällt in die Gangrichtung)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} &= 0, \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} &= 2 k \sigma (\alpha + \beta), \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} &= 0, \\ \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} &= + 2 k \sigma \ln \frac{r_2 \cdot r'_2}{r_1 \cdot r'_1}. \end{aligned} \right\} \dots \quad (1)$$

In Fig. 4 und 5 sind die Kurven für $\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} = \text{const}$ und $\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \text{const}$ von Herrn Dr. F. Wolff berechnet und gezeichnet. Die Gradientenverteilung (Fig. 4) weist zwei Symmetriegrade mit dem Gradienten Null auf. Diese Erscheinung ist physikalisch nicht weiter verwunderlich, da die Kraftlinie längs der z -Achse aus Symmetriegründen ungestört bleibt und andererseits der Gradient längs der x -Achse, wie wir oben gesehen hatten, verschwindet. In der geometrischen Profilmitte ist der Gradient streng Null und in der unmittelbaren Umgebung davon sehr klein, so daß man den Drehwaageschwerpunkt selbstverständlich an diesen Punkt bringen wird. Das Krümmungsglied (Fig. 5) hingegen weist in der Mitte einen relativ großen Wert auf, das Maximum liegt erst beim Schnittpunkt der x -Achse mit den beiden Profilwänden. Immerhin ist der Bereich in der Mitte relativ wenig veränderlich, so daß man auch hier praktisch noch messen kann; wegen der beträchtlichen Größe von $\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$ kommt jedoch diesem Ausdruck keine große Bedeutung zu. Für die Aufstellung der Drehwaage in der Profilmitte, die nur ein in der Höhe verstellbares Stativ erfordert, findet man aus obigen Ausdrücken

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} &= 0, \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} &= 8 k \sigma \arctg \frac{\text{Höhe}}{\text{Breite}} \text{ des Profils}, \\ \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} &= \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} = 0. \end{aligned} \right\} \dots \quad (2)$$

Somit bleibt nur eine Korrektion für das Krümmungsglied $\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$ übrig, das annähernd ein Maximum bei dieser symmetrischen Aufstellung annimmt.

Bei praktischen Messungen hat man es in den seltensten Fällen mit einem idealen Gang zu tun, man muß die Unregelmäßigkeiten als einzelne Massenelemente

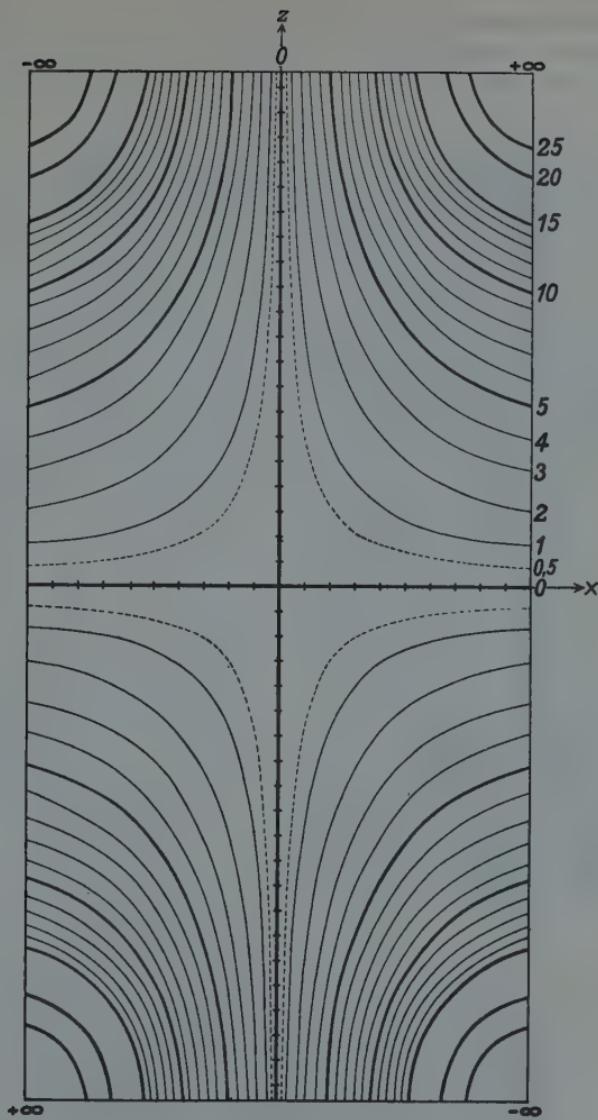


Fig. 4

bzw. nach einem der üblichen Korrektionsverfahren so weit wegrechnen, bis man das angenommene ideale Profil erhält. Die etwas größere Unsicherheit in den Korrekturen gestattet auch eine Drehwaage mit geringerer Empfindlichkeit zu benutzen. Um den Raum der kleinen Gradienten in der Profilmitte meßtechnisch bequem ausnutzen zu können, wurde eine ältere kleinere

Heckersche Drehwaage für Bergwerksmessungen hergerichtet. Die Instrumentalkonstanten sind: Gesamtlänge des Waagebalkens 21 cm, hängendes Gewicht

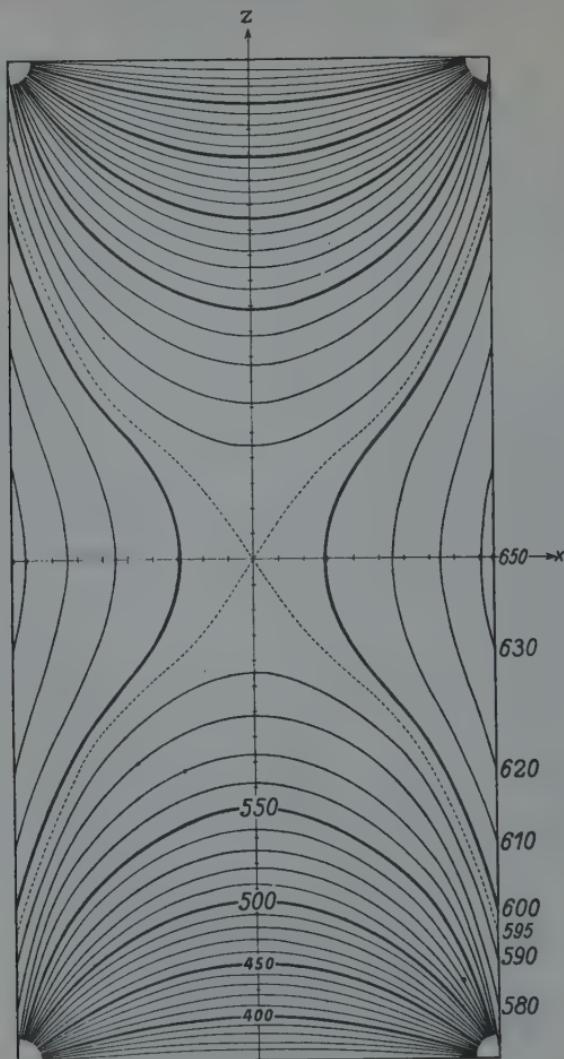


Fig. 5

21 g, Höhendifferenz der beiden Gehängegewichte 36 cm, Torsionskonstante 0,82 bei einer Drahtlänge (W_0) von 31 cm. Das Instrument war auf einem in der Höhe verstellbaren Fuß (s. Fig. 6) montiert, der es erlaubte, den Drehwaageschwerpunkt bequem um 1 m zu verändern. Die Meßgenauigkeit für den

Gradienten betrug ± 2.5 E., eine Zahl, die für Untertagemessungen vollkommen ausreicht.

Zunächst mußten die vereinfachten Relationen für einen recht glatten Gang in verschiedenen Höhen- und Breitenstellungen geprüft werden, fernerhin war es erforderlich, einmal zu untersuchen, bis zu welchen Gangbreiten herunter die vereinfachten Drehwaageauswertungsformeln noch stimmen oder ob die höheren Potentialglieder sich bereits störend bemerkbar machen. Über diese Messungen in einem unterirdischen Buntsandsteinstollen wird Herr Dr. F. W. Wolf*) später berichten. Ich will nur hier erwähnen, daß die gezeichneten theoretischen Kurven in Fig. 4 und 5 sich auch praktisch ergeben und daß die benutzte kleine Drehwaage bei einer Gangbreite von 0.80 m wegen der Symmetrie der Kraftlinien noch recht brauchbare Ergebnisse innerhalb der zulässigen Fehlergrenze von ± 3 E. ergab.

Um die Anwendung auch an einem praktischen Beispiel zu zeigen, wurden in einem Salzbergwerk in etwa 700 m Tiefe Drehwaagemessungen ausgeführt. In dem Grubenfeld war in dieser Tiefe in das Salz ($\sigma \sim 2.2$) Basalt ($\sigma \sim 3.0$) eingelagert. Das Basaltvorkommen, das eine Mächtigkeit an den verschiedenen Stellen, wo es durchfahren ist, von 0.4 bis etwa 90 m hat, gab wegen der großen Unterschiede in den spezifischen Gewichten ein günstiges Anwendungsbeispiel. In Fig. 7 und 8 sind die reduzierten Gradienten bzw. Krümmungsglieder für die Strecken gezeichnet, die den Basalt senkrecht durchfahren. Die Mehrdeutigkeit der Gradienten für Fig. 7 läßt sich durch den geologischen Aufschluß in einer Parallelstrecke beseitigen, da die Basaltnächtigkeit nach der Tiefe hin zunehmen muß. Die Diskussion des Gradientenbildes in Fig. 8, das nur die Stationen im anstehenden

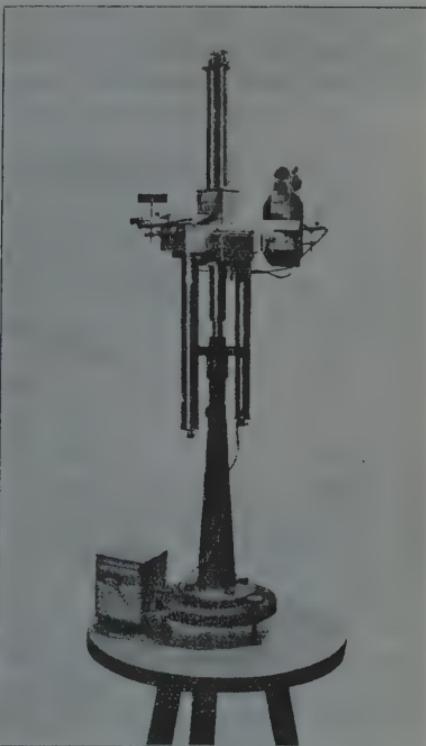


Fig. 6

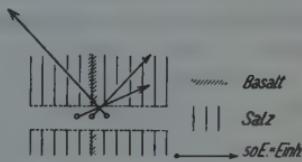
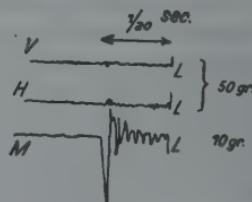
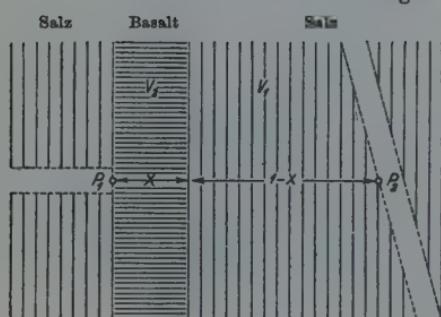
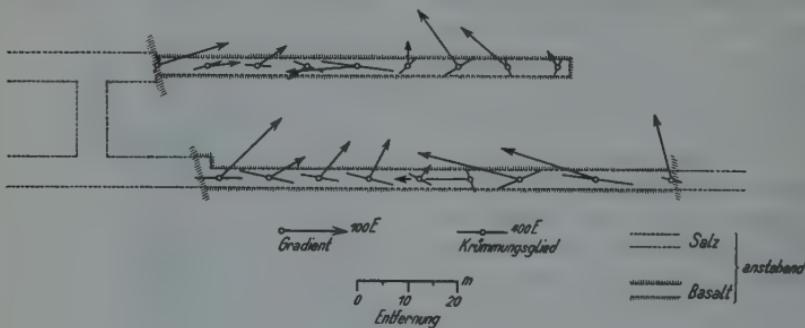


Fig. 7

*) Diese Arbeit wird ebenfalls in den Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, erscheinen.

Basalt wiedergibt und das in seiner Regelmäßigkeit schlagend die Brauchbarkeit der Drehwaage auch unter Tage erkennen läßt, soll ergeben, auf welcher Seite der aufgeschlossenen Strecken sich die größere Basaltnächtigkeit befindet. Da sich die Anwesenheit des Basalts an der Erdoberfläche auch durch eine Breccie bemerkbar macht, wurde gleichzeitig über und unter Tage die Änderung der magnetischen Vertikal- und Horizontalintensität mitgemessen. Aus dem Verlauf der Isogammen an der Erdoberfläche ließ sich die Lage der größten Basaltnächtigkeit ermitteln, die recht gut mit den Angaben der Gradienten



unter Tage übereinstimmt, während die Abweichung der Vertikalintensität in ihrer Gleichsinnigkeit über und unter Tage für die Strecke in Fig. 8 zu dem Schluß zwingt, daß die Ursache für die Störungsgradienten noch unter der 700 m-Sohle zu suchen ist*).

Um auch die Mächtigkeit des Basalts, wo er angefahren war, zu bestimmen, wurde in den betreffenden Strecken die Horizontalintensität gemessen. Aus der Änderung dieser Komponente — die Störung ist proportional der eingelagerten

*) Die ausführlichen Messungen mit den geologischen Einzelheiten werden später, ebenso die magnetischen Messungen von Herrn Dr. H. Martin in den Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, mitgeteilt werden.

Basaltschmelze — kann man bei einiger Vernachlässigung auf die Dicke des Basalts schließen. Wesentlich sicherere Ergebnisse erhält man mit der seismischen Methode. Da man in größerer Entfernung annähernd parallel zum Streichen des Basalts eine weitere Strecke hatte, so war es möglich, durch eine Sprengung in P_2 einen Schall nach P_1 zu senden. Die mittlere Geschwindigkeit v_m für die durchlaufene bekannte Strecke läßt sofort den im Basalt und den im Salz zurückgelegten Prozentanteil des Weges finden. Beträgt die Schallgeschwindigkeit (s. Fig. 9) im Salz v_1 , im Basalt v_2 , die Mächtigkeit des durchlaufenen Basalts $x \cdot 100\%$ und die des Salzes dann $(1 - x) 100\%$ vom Gesamtweg, so ist

$$v_m = \frac{v_2}{\frac{v_2}{v_1} - x \left(\frac{v_2}{v_1} - 1 \right)}, \quad v_1 < v_2^*.$$

Bei unseren Versuchen ergab sich $v_1 = 4.45 \text{ km sec}^{-1}$ und $v_2 = 5.06 \text{ km sec}^{-1}$ in einer Tiefe von 715 m. Aus den beobachteten mittleren Geschwindigkeiten, die zwischen v_1 und v_2 liegen, wurden die Basalmächtigkeiten für diese Tiefe ermittelt. Für die Poissonsche Zahl σ des Basalts ergab sich nebenbei aus

$$\left(\frac{v_{\text{long}}}{v_{\text{trans}}}_{\text{Bas}} \right) = 1.86,$$

$$\sigma_{\text{Bas}} = 0.296.$$

Die seismischen Messungen wurden mit Erschütterungsmessern (Horizontal- und Vertikalseismometer $T \sim 0.1 \text{ sec}$, $V = 20000$ fach) und einem akustischen Mikrophonempfänger vorgenommen. In Fig. 10 sind die Registrierungen bei derselben Schußentfernung (70 m) für das Horizontal (H)- und Vertikal (V)-seismometer mit 50 g Sprengstoff wiedergegeben, während M die Registrierung des Mikrophonempfängers mit nur 10 g Sprengstoff zeigt. Diese Kurven beweisen deutlich die Überlegenheit eines elektrischen Empfängers mit hoher Eigenfrequenz beim Arbeiten im Gestein mit großen Werten von Dichte \times Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit (Schallhärte).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß man unter gewissen Umständen mit der Drehwaage auch unter Tage sicher messen kann, zumal sich bei der Reduktion der Streckenunebenheiten auf einen rechteckigen Querschnitt die Korrekturen recht einfach gestalten. Ein praktisches Beispiel zeigt die Brauchbarkeit der Methode und die Notwendigkeit, wie man in dem besonderen Falle bestrebt sein muß, durch weitere Anwendung magnetischer und seismischer Arbeitsverfahren die Messungen auf eine geophysikalische sicherere Basis zu stellen.

*) Bei einer Entfernung Schuß—Empfänger = a wird die im Salz durchlaufene Strecke w_s

$$w_s = a \frac{v_{\text{Bas}} - v_m}{v_{\text{Bas}} - v_{\text{Salz}}} \cdot \frac{v_{\text{Salz}}}{v_m}.$$

Die ersten Dickenmessungen des grönlandischen Inlandeises

Von Ernst Sorge, Berlin — (Mit 4 Abbildungen)

Im August 1929 wurden auf dem grönlandischen Inlandeis an vier Stellen im ganzen 22 Sprengungen veranstaltet und die Erschütterungswellen mit einem Vertikalseismographen optisch registriert. Durch Reflexion longitudinaler Wellen an der unteren Grenzfläche des Eises konnte an den vier Meßstellen die Eisdicke ermittelt werden. In 1570 m Meereshöhe wurde festgestellt, daß die Methode auch im Firngebiet und bei großen Eisdicken anwendbar ist. Sie ergab dort eine Eisdicke von 1200 m.

Im Jahre 1929 besuchte eine deutsche Expedition die mittlere Westküste und das Inlandeis von Grönland. Sie wurde von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgesandt. Expeditionsteilnehmer waren: Professor Alfred Wegener aus Graz als Leiter, Dr. Georgi aus Hamburg, Dr. Loewe aus Berlin und der Verfasser der vorliegenden Arbeit. Die Unternehmung war als Vorexpedition für eine deutsche Inlandeisexpedition nach Grönland 1930/31 gedacht. Daher trugen die meisten Arbeiten der Vorexpedition vorbereitenden Charakter. Bei den seismischen Eisdickenmessungen insbesondere handelte es sich darum, die experimentellen Schwierigkeiten zugleich mit den klimatischen und Reiseschwierigkeiten auf dem Inlandeise zu erproben und zu überwinden. In allererster Linie sollte die Methode im Firngebiet geprüft werden, wo große Eisdicken und schwache Fortpflanzung der Erschütterungswellen erwartet werden konnten.

Als Apparat wurde derselbe Wiechertsche Feld-Vertikalseismograph benutzt, der nach Angaben von H. Mothes im Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen erbaut war und sich auf dem Hintereisferner und auf dem großen Aletschgletscher (Konkordiaplatz) wiederholt bewährt hatte. (Siehe „Seismische Dickenmessungen von Gletschereis“ von H. Mothes in der Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. III, Heft 4, S. 121—134 und „Neue Ergebnisse der Eisseismik“ von H. Mothes ebenda, Jahrg. V, Heft 3/4, S. 120—144.) Da im wesentlichen die früheren Registriermethoden beibehalten werden konnten, erübrigt sich hier eine nochmalige Darstellung. Die Grundgedanken und die Methoden der Eisdickenmessung sind an anderen Orten ausführlich mitgeteilt. Nur auf die besonderen Verhältnisse sei eingegangen, die in Grönland die Hauptschwierigkeiten für die seismischen Messungen bildeten.

Zunächst mußten alle Apparate, Sprengstoff, Kupferkabel, Wohnzelt, lichtdichtes Seismozelt, Lebensmittel, Brennstoff usw. vom Meeresspiegel etwa 1000 m hoch auf das Inlandeis geschafft werden. Landwege kommen wegen der Beschwerlichkeit der Lastenbeförderung im Sommer überhaupt nicht in Frage. Wir mußten also einen leicht begehbarren Gletscher für den Aufstieg suchen. In 19 tägiger ununterbrochener Erkundungstätigkeit bei Tag und bei Nacht mit Motorbootsfahrten durch viele Fjorde und Fußmärschen über Eis und Fels wurde schließlich der Kamarujukgletscher (s. Fig. 2, S. 24) als Aufstiegsweg ausersehen. Er ist

als einziger unter den zwölf großen Inlandeisgletschern im Bezirk Umanak einigermaßen gangbar. Mit Hilfe von 8 Eskimos, 33 Hunden und 5 Schlitten wurde dann das Gepäck aufs Inlandeis hinaufgeschafft. 15 Tage, nachdem unsere Ausrüstung am Kamarujuk-Fjord gelandet worden war, konnte in fast 1000 m Seehöhe zum ersten Male der Seismograph aufgestellt werden. Aus diesen Zeitangaben wird man sich ungefähr ein Bild machen können, mit welchen Umständlichkeiten die Vorbereitungen für die eigentlichen Messungen auf dem Inlandeis verknüpft waren.

Da die Expedition mit den verschiedensten Arbeiten zu tun hatte, waren für die seismischen Messungen nur zwei Mann, nämlich Dr. Loewe und ich, verfügbar. Wir beide mußten daher ohne Winkzeichengebung zu verabredeten Zeiten sprengen und registrieren. Diese Methode hat sich vorzüglich bewährt. Sie erfordert neben zwei genau gehenden Uhren einen Überblick über den Zeitbedarf für die Fußmärsche vom Seismozelt zur Sprengstelle (bis zu 2 km Weg), für das Bohren des Sprengloches und die Vorbereitung der Sprengung, außerdem ein fehlerfreies Zusammenarbeiten auch in den spannenden Sekunden kurz vor jeder Sprengung und schließlich genaue Verabredung für den Fall, daß irgend etwas kurz vor dem Zeitpunkt der Sprengung nicht in Ordnung war.

Erhebliche Schwierigkeiten bot auf jedem neuen Zeltplatz die Justierung des empfindlichen Seismographen (Vergrößerung $V = 27000$), der durch die Fahrten auf Hundeschlitten natürlich nicht besser wurde. Doch hat er sich gut gehalten. Nur einmal brach eine Blattfeder an der Stoßstange und mußte ausgewechselt werden. Erstaunlicherweise ist das Gehänge des Torsionsspiegels, ein Platinfaden von 0.030 mm Durchmesser, heil von Göttingen aufs Inlandeis und zurück nach Göttingen gekommen. Die beiden Ersatzgehänge wurden nicht gebraucht.

Die Zeitmarken auf den Registrierstreifen wurden durch einen Lichtstrahl erzeugt, den eine mit einer Masse beschwerte schwingende Blattfeder alle fünfel Sekunden unterbrach. Die Arretierung dieser Blattfeder hat sich nicht bewährt. Während des Transportes hatte sich die Blattfeder gelöst und durch ihre Schläge ein kleines total reflektierendes Glasprisma, das sich im Wege des Zeitmarkier-Lichtstrahls befindet, aus seiner Kupferfassung herausgeschlagen und die Fassung selbst verbogen und zum Teil abgebrochen. Es war recht umständlich, im Zelt auf dem Inlandeis die beschädigten Teile wieder in Ordnung zu bringen und das Prisma zu befestigen.

Die lichtdichten runden Kassettenrinnmeln, in die der Registrierstreifen aus dem Lichtschreiber direkt hineinlaufen soll, konnten nicht gebraucht werden, weil der Streifen manchmal hackte und wir keinen Überblick hatten, ob der Streifen überhaupt lief. Wir haben den herauskommenden Streifen in dem lichtdichten Seismozelt mit den Händen zusammengerollt und sogleich entwickelt, fixiert und gewässert. Mit einem Stückchen Hartspiritus („Meta“) wurde die Entwicklerflüssigkeit 10 Min. vor jeder Sprengung auf etwa 25° C erwärmt. Bis zum Augenblick der Sprengung hatte sie sich dann, wie Versuche ergaben, auf 18° C abgekühlt.

Nach dem Fixieren und Wässern wurden die 1 bis 2 m langen Registrierstreifen an der Zeltdecke über einen horizontalen Stab gehängt und durch sanfte Erwärmung mit einem Spiritusbrenner oder dem Petroleum-Primuskocher getrocknet. Andernfalls vereisen nämlich die Streifen sehr schnell, brechen leicht und trocknen nicht. Schließlich fanden wir für alle diese kleinen Schwierigkeiten praktische Lösungen heraus.

In der Abschmelzzone des Inlandeises, wo sich auf dem blanken Eise das Zelt nicht eingraben ließ, verursachten heftige Winde zu Zeiten so starke Erschütterungen des Seismographen, daß in den Registrierungen die Welleneinsätze der Sprengungen nicht mit Sicherheit herausgefunden werden konnten. Einige Registrierungen sind daher ergebnislos. Im Firngebiet wurde das Zelt tief eingegraben und stand sehr ruhig.

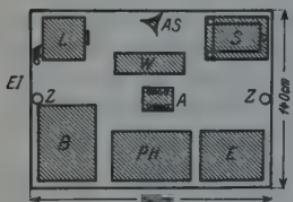


Fig. 1. Die Einrichtung des Seismozeltes (Grundriß)

A = Anodenbatterie. AS = Ablenkspiegel. E = Ersatzteile in der Kiste (Batterien, Stecker, Draht, Registrierfilme usw.). El = Eingang zum Zelt. B = Beobachter auf Kiste sitzend. PH = Photographische Einrichtung auf Kiste. W = Werkzeug (Zangen, Schraubenzieher, Pinzetten usw.). Z = Zelstäbe. L = Lichtschreiber. S = Seismograph auf Siuminplatte



Fig. 2.
Die Lage der vier seismischen Meßstellen

Die Einrichtung des Seismozeltes ist aus dem Grundriß (Fig. 1) ersichtlich.

Die vier seismischen Meßstellen liegen in der Nähe der grönländischen Westküste unter 71°10' nördl. Br. Ihre Lage ist aus Fig. 2 zu ersehen.

Meßstelle	Sprengung	Ort	Seehöhe	Eisdicke
1.	1—8	Kamarujuk-Gletscher	970	930 m
2.	9—12	Kangerdluarsuk-Gletscher	985	600 m
3.	13—15	Zeltlager „Am Bach“	1210	750 m
4.	16—21	Zeltlager „Abschied“	1570	1200 m

Der Kamarujukgletscher erreicht heute nicht mehr ganz das Meer, ist offenbar in Zurückgehen begriffen und wird kaum mehr vom Inlandeis gespeist. Der Kangerdluarsukgletscher erhält Zufuhr vom Hochlandeis und zu einem sehr beträchtlichen Teile vom Inlandeis. Er erreicht das Meer, ist aber nicht sehr produktiv. Die ersten beiden Meßstellen liegen gleichweit von der Küste entfernt.

Zusammenstellung der Ergebnisse der Eisdickenmessungen in Grönland.

Zug: 50.0

Die dritte Meßstelle liegt 16.6 km östlich und die vierte Meßstelle 42 km östlich von den ersten beiden.

Die Sprengungen 1 bis 7 und 16 bis 21 wurden von Loewe ausgeführt und von mir registriert. Bei den Sprengungen 8 bis 15 war es umgekehrt. Im ganzen waren 50 kg Extradynamit und 25 Sprengkapseln mitgeführt worden. Nur in einem Falle versagte eine Sprengkapsel. Über die Verwendung des Sprengstoffes sowie über die gesamten Ergebnisse unserer Messungen gibt die Zahlenübersicht auf S. 25 Auskunft.

Die Entfernungen zwischen dem Seismozelt (Z) und der Sprengstelle (A) wurden im allgemeinen mit einem 20 m langen Bandmaß gemessen. Bei großen Sprengentfernungen bestimmten wir die Strecke AZ trigonometrisch mit Bandmaß und Sextant aus einem Dreieck AZB mit der direkt gemessenen Basis AB . Es wurden dabei folgende Messungen ausgeführt.

Sprengung 12, 18, 14a, 14b:

$$\begin{aligned}AB &= 19.00 \text{ m}, \\ \triangle BAZ &= 90^\circ 00', \\ \triangle AZB &= 1^\circ 27',\end{aligned}$$

also

$$AZ = 751 \text{ m} \text{ (Messung von Loewe).}$$

Sprengung 15:

$$\begin{aligned}AB &= 40.50 \text{ m}, \\ \triangle BAZ &= 90^\circ 00', \\ \triangle AZB &= 2^\circ 18',\end{aligned}$$

also

$$AZ = 1047 \text{ m} \text{ (Messung von Loewe).}$$

Sprengung 18, 20, 21:

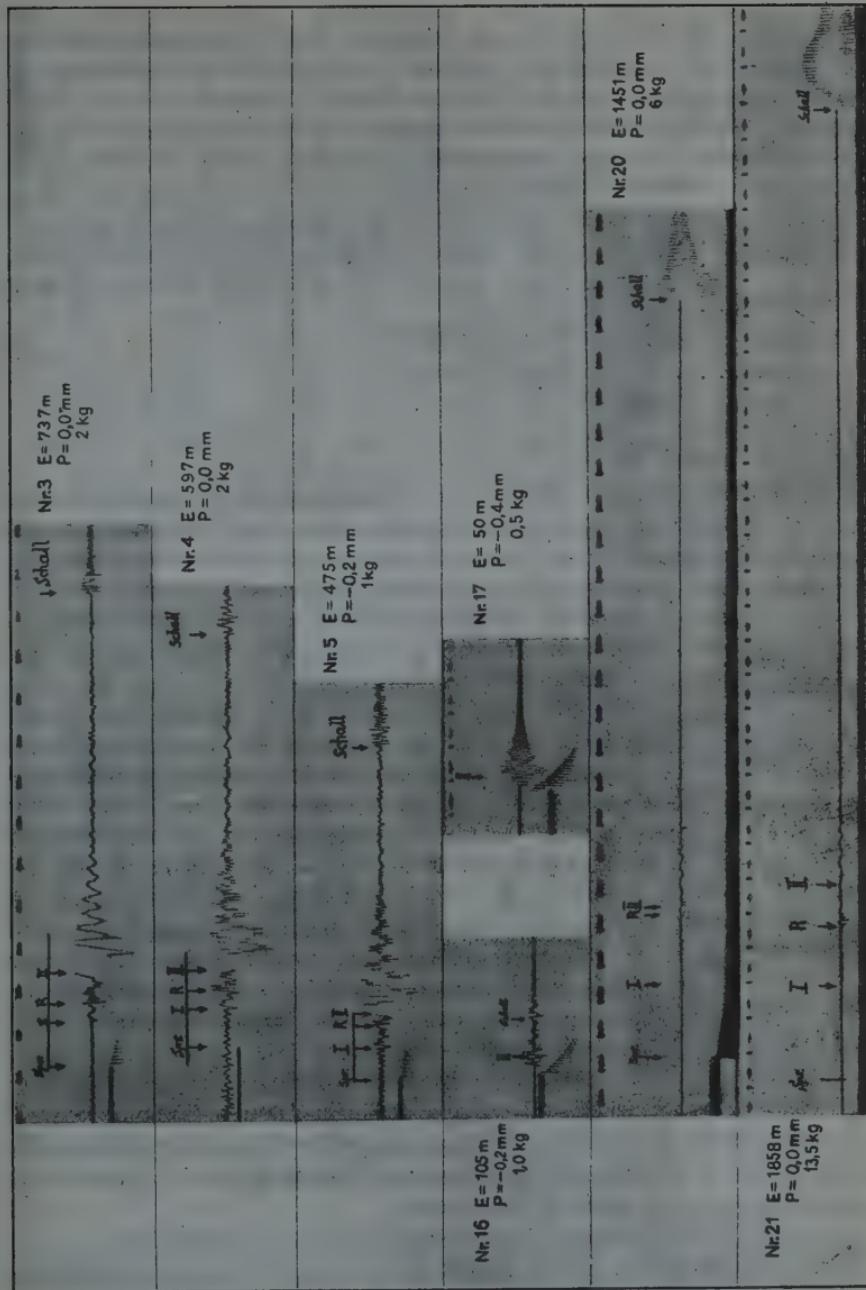
Aus einem Hilfsdreieck ABC mit den Stücken

$$\begin{aligned}CA &= 20.00 \text{ m}, \\ \triangle ABC &= 5^\circ 44', \\ \triangle BCA &= 76^\circ 40', \\ \triangle CAB &= 97^\circ 36'\end{aligned}$$

wurde die Länge der Basis $AB = 194.8 \text{ m}$ berechnet. Mit Hilfe dieser Basis AB wurden dann die Sprengentfernungen bestimmt und zwar aus folgenden Dreiecken:

Sprengung	18	20	21
$\triangle A B$	194.8 m	194.8 m	194.8 m
$\triangle A Z B$	$10^\circ 39'$	$7^\circ 43'$	$6^\circ 01'$
$\triangle Z B A$	$86^\circ 53'$	$89^\circ 49'$	$91^\circ 31'$
$\triangle B A Z$	$82^\circ 28'$	$82^\circ 28'$	$82^\circ 28'$
Sprengentfernung	1053 m	1451 m	1868 m
(Messungen von Sorge.)			

Der Sextant gestattete Ablesungen bis auf eine Bogenminute genau.



Von den auswertbaren Registrierungen haben Nr. 4, 5, 14b und 15 keine Zeitmarkierung, da in diesen Fällen die Zeitwippe nicht in Ordnung war (s. oben). Die Zeiten auf diesen Filmstreifen wurden durch Vergleich mit der Schallstrecke abgeleitet. Ein Urteil über die Zulässigkeit dieses Verfahrens habe ich durch Ausmessen der Zeitmarken auf den übrigen Filmen zu gewinnen versucht. Z. B. ergab sich als Länge der Fünftel-Sekundenmarkierung (in Millimetern) vom Sprengaugenblick angefangen:

Bei Nr. 2 . . .	16.9	16.7	17.0	17.0	16.5	16.2	16.3 usw.
Bei Nr. 3 . . .	17.0	17.2	17.3	17.2	16.9	16.4	16.5
	16.8	16.9	16.8	16.9	16.8	17.0	16.9 usw.
Bei Nr. 20 . . .	14.0	13.9	14.2	14.6	14.3	14.1	14.0
	14.0	14.0	14.0	13.8	14.0	14.1	14.1
	14.0	14.4	14.3	14.5	14.2	14.5	14.5 usw.
Bei Nr. 21 . . .	14.1	14.5	14.4	14.1	13.9	14.0	14.2
	13.9	13.8	13.4	13.4	13.7	13.8	13.9
	14.1	14.5	14.5	14.6	14.8	15.2	14.9
	14.5	14.2	14.4	14.3	14.3	14.4	14.5 usw.

Wie man sieht, ist der Film in diesen Fällen ziemlich gleichmäßig gelaufen. Wahrscheinlich werden also auch die Registrierungen ohne Zeitmarken nur mit geringen Fehlern behaftet sein. Bei den Sprengungen 5 und 15 wurden außerdem die Schwingungen des Ablenkspiegels, deren Frequenz aus den Filmen 8, 16 und 17 bestimmt werden konnte, als Zeitmarkierung benutzt. Es ergab sich genaue Übereinstimmung mit der Bestimmung aus der Schallstrecke.

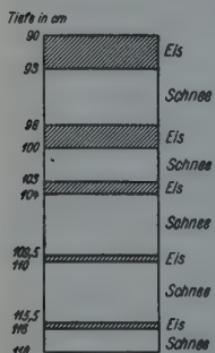


Fig. 3. Schichtenfolge im Firngebiet an der vierten seismischen Meßstelle

Die Registrierungen 1 bis 18 sind aus Gründen der Lichtstärke und bequemeren Justierung mit einer Linse von 38 cm Brennweite erhalten worden. Sprengung 18 zeigte aber, daß im Firngebiet die Ausschläge zu klein waren, um die Welleneinsätze mit der erforderlichen Genauigkeit ablesen zu können. Daher wurden die Sprengungen 19 bis 21, von denen am meisten abhangt, mit einer Linse von 100 cm Brennweite registriert. Die Lichtstärke genügte auch hier durchaus. Die Länge des Seismozeltes verbot eine weitere Steigerung der Brennweite. Aber auch bei 150 cm Brennweite dürfte die Lichtstärke noch ausreichen.

Auf den Registrierungen ist die Parallaxe P der beiden Lichtzeiger angegeben. $P = -0.4$ mm bedeutet z. B., daß auf dem Originalfilm die abgemessene Strecke zwischen Sprengpunkt (Abriß des Ablenkzeigers) und Welleneinsatz um 0.4 mm verkleinert werden muß, um die tatsächliche Laufzeit zu bestimmen.

In Fig. 3 sind die Registrierungen photographisch wiedergegeben.

Es war außerordentlich wichtig, daß wir in Grönland den Apparat benutzen konnten, der uns von den Messungen auf dem Konkordiaplatz her vertraut

war*). Die Apparateigenschaften (Eigenschwingungen, Dämpfung usw.) waren uns also bekannt. Die grönländischen Messungen lassen sich daher unmittelbar an die Schweizer Ergebnisse anschließen. Ein Vergleich der grönländischen Sprengungen 3 bis 5 mit den Konkordiasprengungen 5 bis 8 (Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 5, Heft 3/4, S. 140, Fig. 11) zeigt gute Übereinstimmung. Die Auffassung der Einsätze I, R, II als longitudinale Oberflächenwellen, Reflexionen an der unteren Grenzfläche des Eises und transversale Oberflächenwellen wird durch die grönländischen Messungen bestätigt und erneut gestützt. Die Wellengeschwindigkeiten stimmen annähernd mit den früher gefundenen Werten überein, so daß eine andere Deutung dieser Wellen nicht möglich ist.

	Hintereis	Konkordia	Gröland		
	1928	1929	Nr. 2—6	10—11	14 b u. 15
V_{long} m/sec . . .	3600	3570	3490	3410	3695
V_{transv} m/sec . . .	1690	1670	1690	1605	1820

Abweichungen erklären sich zwanglos daraus, daß einige grönländische Registrierungen infolge schwieriger Versuchsbedingungen undeutlich sind und daher nicht so genau ausgemessen werden können (vgl. die Laufzeitkurven, S. 25).

Die Ergebnisse an den Meßstellen 1 bis 3 (Registrierungen 1 bis 15) bieten somit in seismischer Hinsicht nichts Neues. Anders dagegen ist es an Meßstelle 4 in 1570 m Seehöhe im Firngebiet (Registrierungen 16 bis 21). Der Firn bestand hier, wie eine Aufgrabung bis 8 m Tiefe zeigte, aus abwechselnden Schnee- und Eisschichten, die in unregelmäßiger Mächtigkeit aufeinanderfolgten. Ein Stück dieser Schichtenfolge ist beispielshalber in Fig. 4 dargestellt.

In größerer und geringerer Tiefe folgten die Schichten in ähnlicher Weise aufeinander, immer abwechselnd Schnee und Eis mit sehr unregelmäßigen Mächtigkeiten. Die Eisschichten sind aus Schnee entstanden, der an warmen Tagen taute und dann vereiste.

Die Dichte des Firms betrug durchschnittlich in einer Tiefe von 30 bis 40 cm 0.53 und in einer Tiefe von 90 bis 118 cm 0.49. Die Dichte muß aber für die ganze Tiefe der Aufgrabung konstant angenommen werden. Der geringe Dichteunterschied röhrt von Meßungenuigkeiten her.

Hier im Firngebiet traten zum ersten Male andere Geschwindigkeiten auf. Sie unterscheiden sich nicht nur von den Laufgeschwindigkeiten im Eis, sondern auch von denen im Firngebiet des Hintereisfjerners. Während H. Mothes im Firngebiet des Hintereisfjerners $V_{\text{long}} = 8140$ m/sec und $V_{\text{transv}} = 1350$ m/sec fand, ergaben die Sprengungen 16, 17 und 19 noch erheblich kleinere Geschwindigkeiten, und zwar um so kleiner, je geringer die Sprengentfernung ist (vgl. die Zahlenübersicht S. 25). Die Geschwindigkeitswerte sind freilich nicht sehr genau

*) Dank der bereitwilligen Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft konnten sich im März 1929 Dr. Loewe und ich als Vorbereitung auf die Grönlandexpedition an den eisseismischen Messungen von Dr. Mothes auf dem Konkordiaplatz beteiligen (s. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 5, Heft 3/4, S. 138—144).

— bis auf etwa 10 oder 20% —, da die Sprengentferungen nur klein waren, doch stimmen sie untereinander gut überein. Die Ursache für die kleineren Geschwindigkeiten liegt wohl in der verschiedenen Firndichte gegenüber dem Alpenfirn. Die 18. Sprengung lieferte bei einer Sprengentfernung von 1053 m fast die gleichen Geschwindigkeitswerte wie im Firngebiet des Hintereisferrners. Die Welleneinsätze sind aber bei der 18. Sprengung nur schwach sichtbar, so daß ich die Geschwindigkeitswerte gerade dieser Sprengung als sehr unsicher bezeichnen muß und keinerlei Schlüsse daraus ziehen möchte. Interessanterweise traten im Firngebiet bei noch größeren Sprengentfernungen (1451 und 1858 m, siehe

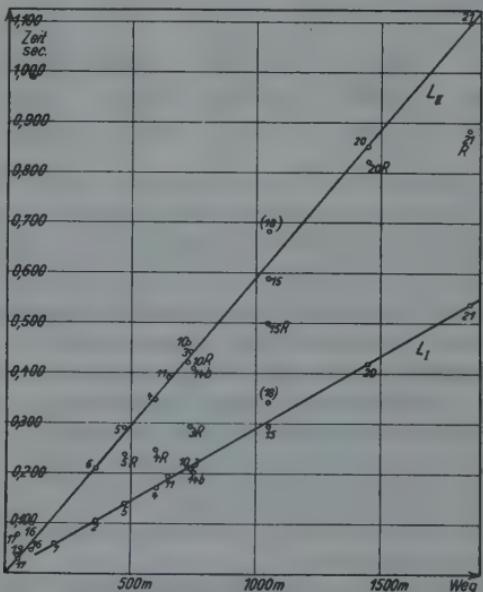


Fig. 4. Laufzeitkurven der longitudinalen (L_I) und transversalen Wellen (L_{II}) in Grönland

(R = reflektierte Wellen.) Die Zahlen verweisen auf die Nummer der Sprengungen

Sprengung 20 und 21) die sehr sicher bestimmten Übertragungsgeschwindigkeiten von $V_{\text{long}} = 3470 \text{ m/sec}$ bzw. $V_{\text{transv}} = 1700 \text{ m}$ auf, also die gleichen wie im Gletschereis. Diese Werte stellen natürlich nicht die Geschwindigkeit der durch den Firn gelaufenen Wellen dar, denn diese ist ja, wie die Registrierungen 16, 17, 19 und H. Mothes' Messungen zeigen, erheblich kleiner. Man muß vielmehr aus den Geschwindigkeiten schließen — und das ist eins der wichtigsten Ergebnisse der grönlandischen seismischen Messungen —, daß die Wellen durch Eis gelaufen sind. In welcher Tiefe und wie der Firn in Eis übergeht, kann aus den wenigen Messungen noch nicht berechnet werden. Doch ist es am wahrscheinlichsten, eine geringe Tiefe (der Größenordnung nach etwa 50 bis 100 m) anzunehmen. Dafür spricht die Nähe der Firngrenze (etwa 1400 m Seehöhe). Und andernfalls

würden sich, da die Explosionswellen zuerst die Firnschicht durchstoßen müssen, die hohen Übertragungsgeschwindigkeiten nicht erklären. In größeren Tiefen eine höhere Geschwindigkeit als die gewöhnliche im Eis (3500 bis 3600 m/sec) anzunehmen, entbehrt der Begründung. Im Gegenteil sprechen die früheren Messungen auf dem Hintereisferner und Großen Aletschgletscher zugunsten einer konstanten Geschwindigkeit der Wellen auch in größeren Tiefen. Für die Annahme einer Übertragung durch den Untergrund des Eises fehlt jeder Anhalt.

Ob der Übergang zwischen Firn und Eis plötzlich ist oder allmählich erfolgt, kann aus den Registrierungen nicht entschieden werden. Die ziemlich unregelmäßigen Amplituden der Registrierungen 16 und 17 deuten vielleicht auf Reflexionen an verschiedenen Eisschichten. Dies kann auch mit gutem Grund erwartet werden, denn an der vierten Meßstelle wechseln Schnee- und Eisschichten, wie oben angegeben, miteinander ab, bis sie vermutlich — in verhältnismäßig geringer Tiefe — von einer homogenen Eisschicht abgelöst werden. Die geringe verfügbare Sprengstoffmenge gestattete auf der Vorexpedition nicht eine eingehende Untersuchung dieser Fragen.

Die schon von H. Mothes beobachtete Dämpfung der Transversalwellen im Firn wurde auch in Grönland festgestellt und zwar in noch weit stärkerem Maße. Die Transversalwellen haben nur kleine Amplituden und setzen so allmählich ein, daß man den Anfang nur durch schräges Draufblicken in der Längsrichtung des Filmstreifens erkennen kann.

Es bleibt mir nun noch übrig, eine Bemerkung zu den beiden letzten und wichtigsten Sprengungen (Nr. 20 und 21) zu machen. Bei Sprengung 20 hatten wir bereits unser ganzes Telephonkabel (zweimal 1451 m) ausgelegt*). Die Registrierung 20 für sich allein hätte nicht einwandfrei die reflektierten Wellen erkennen lassen, da diese sehr dicht vor den Transversalwellen liegen und nur klein sind. Unter Verzicht auf die Registrierung des Sprengaugenblicks wurde die Sprengentfernung von 1451 m auf 1858 m vergrößert. So verzeichnet erst unsere letzte Registrierung (21) die drei Wellen im Firngebiet deutlich getrennt voneinander! Der Sprengaugenblick wurde vom Einsatz des Luftschalles rückwärts gehend berechnet und ergab die gleiche Übertragungsgeschwindigkeit der Eiserschütterungen wie bei Sprengung 20. Somit erscheint die Geschwindigkeit bei dieser letzten und wichtigsten Sprengung genügend gesichert.

Allen, die durch Rat und Tat zum Gelingen der ersten Eisdickenmessungen in Grönland beigetragen haben, danke ich aufrichtig: Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die die Kosten des Unternehmens trug, unserem Expeditionsleiter Herrn Prof. Alfred Wegener, meinen Expeditionskameraden Dr. Loewe, mit dem ich mich in die seismischen Messungen teilte, Dr. Georgi, der uns durch Übernahme anderer Expeditionsarbeiten die ungestörte Verfolgung der seismischen Messungen ermöglichte, dem Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen, namentlich Herrn Dr. Mothes, und schließlich Fräulein stud. phil. Gerda Ulke, die mit mir zusammen die Auswertung der Registrierungen besorgte.

*) Versuche zeigten, daß als Rückleitung das Eis nicht geeignet war.

Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung

[Nach H. Mendel*]) — (Mit 4 Abbildungen.)

In dieser Arbeit untersucht der Verfasser an Hand eines einheitlichen und umfangreichen Materials die in Hamburg auftretende mikroseismische Bodenunruhe 1. Ordnung, und zwar hinsichtlich der Amplituden und Perioden und etwaiger Zusammenhänge zwischen diesen beiden Größen wie auch insbesondere betreffs eines ursächlichen Zusammenhangs mit der Brandung an der norwegischen Küste und im Golf von Biskaya. Für die Horizontalkomponente der Bewegung dienten die Aufzeichnungen des Wiechertschen Horizontalseismographen ($V = \text{rund } 200$, $T_0 = \text{rund } 10 \text{ sec}$) aus den Jahren 1909 bis 1913 und vom 1. April 1919 bis 31. März 1924 als Grundlage, für die Vertikalkomponente die Registrierungen des Wiechertschen Vertikalseismographen ($V = \text{rund } 200$, $T_0 = \text{rund } 4 \text{ bis } 6 \text{ sec}$) aus dem letztgenannten fünfjährigen Zeitraum. Für jeden Tag wurden Maximalamplitude und zugehörige Periode in der Zeit von 6 $\text{h } 50\text{m}$ bis 7 $\text{h } 10\text{m}$ mittlerer Greenwicher Zeit gemessen und diese Daten dann, getrennt nach den drei Komponenten der Bewegung wie nach der horizontalen und der vertikalen Komponente, zu Jahres-, Monats- und Dekadenmitteln vereinigt.

A. Amplituden und Perioden. 1. Die Amplituden. In Tabelle 1 sind die bis auf Hundertstel μ berechneten Horizontalamplituden $A_H = \sqrt{A_N^2 + A_E^2}$ nach Jahres- und Monatsmitteln zusammengestellt. Ein jährlicher Gang mit

Tabelle 1. Monatsmittel von A_H .

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1909	10.04	4.76	3.48	2.73	1.81	0.75	0.64*	1.24	1.66	4.95	4.79	5.92	3.57
1910	9.57	7.15	4.98	4.16	1.57	1.27	0.89	0.76*	2.64	4.16	4.70	6.23	3.95
1911	8.86	8.70	5.46	3.94	1.71	1.05	0.74	0.65*	2.97	5.09	7.18	7.11	4.45
1912	7.10	6.22	5.50	2.73	1.38	1.07	1.01*	1.22	2.53	4.30	5.17	5.72	3.66
1913	8.03	7.87	7.40	3.01	1.46	1.47	0.54*	1.13	1.79	4.10	7.72	6.30	4.23
1919				3.16	1.20	1.55	0.84*	1.56	3.54	3.18	4.09	6.73	(2.87)
1920	8.67	8.86	7.71	—	2.17	1.21	0.97*	1.28	2.15	2.92	5.88	7.61	4.49
1921	9.89	5.72	7.85	8.65	2.14	1.64	—	1.28*	4.44	4.26	4.79	8.43	4.87
1922	7.60	6.37	5.43	2.80	2.47	1.55	1.39	1.33*	2.83	2.84	6.86	6.35	3.15
1923	8.72	6.77	8.29	2.92	1.74	1.99	1.05*	2.08	3.07	3.59	4.67	4.71	3.63
1924	6.25	5.88	3.80										
Mittel für den gen. Zeit- raum	8.28	6.76	5.56	3.27	1.88	1.51	1.05*	1.41	3.06	3.55	5.36	6.69	4.08

einem Maximum von rund 8μ im allgemeinen im Januar und einem Minimum von rund 1μ durchweg im Juli tritt sehr ausgeprägt hervor. Das Jahresmittel beträgt im zehnjährigen Durchschnitt rund 4μ . Tabelle 2 gibt die entsprechenden Daten A_z für die Vertikalkomponente. Auch hier ist deutlich eine jährliche Periode mit dem Maximum im Januar (1.6μ) und dem Minimum im Juli-August

*) Ausführliche Inhaltsangabe einer Dissertation (47 S., 6 Fig., 12 Tab.), Hamburg 1929.

(0.4μ) vorhanden. Die durchschnittliche Amplitude beläuft sich auf 0.9μ . Während A_H in dem untersuchten Zeitraum maximale Einzelwerte bis zu 25.5μ

Tabelle 2. Monatsmittel von A_Z .

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1919				0.89	0.43	0.39	0.31	0.44	0.81	0.68	0.57	1.16	
1920	1.72	—	1.99	—	0.63	0.41	—	0.37	0.54	0.77	1.28	1.45	1.02
1921	1.77	—	1.79	0.94	0.64	0.49	—	0.28	0.74	0.63	0.71	1.30	0.93
1922	1.51	—	—	0.77	—	0.44	0.50	0.41	0.77	0.70	1.26	1.69	0.89
1923	1.54	1.60	0.75	0.78	0.53	0.60	—	—	0.73	0.96	—	1.21	0.97
1924	—	1.15	0.97										
Mittel für den ges. Zeit- raum	1.63	(1.38)	1.37	0.84	0.56	0.47	(0.40)	0.87*	0.72	0.75	0.95	1.36	0.90

Tabelle 3. Verhältnis der Nord-Süd- zur Ost-West-Komponente. $A_N : A_E$.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1909	1.07	1.09	1.06	1.23	1.17	0.91	1.00	1.00	1.00	1.06	1.06	1.27	1.08
1910	1.14	1.24	1.16	0.97	1.09	1.25	1.00	1.20	1.06	1.03	1.06	1.12	1.11
1911	1.14	1.12	1.14	1.15	1.18	1.14	1.00	1.09	1.23	1.12	1.20	1.10	1.13
1912	1.08	1.12	1.14	1.12	1.03	0.94	1.02	0.99	1.02	1.11	1.07	1.26	1.07
1913	1.12	0.97	1.02	1.13	1.07	1.01	0.88	1.07	1.05	1.00	1.27	1.23	1.06
1919				1.02	1.22	1.38	1.43	1.07	1.01	1.20	1.30	1.24	(1.21)
1920	1.15	1.07	1.14	—	1.01	1.03	0.97	0.86	1.07	1.04	0.98	1.13	1.04
1921	1.21	0.93	1.06	1.03	1.14	0.99	—	1.12	1.08	0.98	1.07	1.13	1.07
1922	1.05	0.94	1.29	1.10	1.01	1.07	1.15	1.16	1.02	1.16	1.18	1.14	1.11
1923	1.33	1.24	1.11	1.17	1.02	0.98	0.94	1.12	1.13	1.20	1.12	1.17	1.13
Mittel für den ges. Zeit- raum	1.14	1.08	1.12	1.10	1.09	1.07	1.04	1.07	1.07	1.09	1.13	1.18	1.10
Werte f. Göttingen 1906—1910	1.31	1.29	1.27	1.27	1.18	1.13	1.08	1.08	1.00	0.96	1.14	1.12	1.15

Tabelle 4. Verhältnis der Horizontal- zur Vertikalkomponente. $A_H : A_Z$.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1919				3.5	2.8	4.0	2.7	3.5	3.4	4.7	7.2	6.7	(4.3)
1920	5.0	—	3.9	—	3.4	3.0	—	3.5	4.0	3.8	4.6	5.2	4.0
1921	5.3	—	4.4	3.4	3.3	3.3	—	4.3	6.0	6.8	6.8	6.5	5.0
1922	5.0	—	—	3.6	—	3.5	2.8	3.2	3.7	4.1	5.4	3.8	3.9
1923	5.6	4.2	4.4	3.7	3.3	3.3	—	—	4.2	3.7	—	3.9	4.0
1924	—	5.1	3.9										
Mittel für den ges. Zeit- raum	5.2	(4.7)	4.1	3.5	3.2	3.4	(2.8)	3.8	4.3	4.6	6.0	5.2	4.2
Werte f. Königsberg 1922	—	1.5	2.5	—	—	—	—	1.1	0.9	1.0	1.7	1.9	1.5

erreicht, überschreitet A_Z keinmal den Betrag von 6μ ; entsprechend zeigte sich in der Vertikalkomponente in 28% aller Tage überhaupt keine Bodenunruhe, dagegen in der Horizontalkomponente nur in 6% aller Fälle. Für beide Kom-

ponenten überwiegen dabei die Tage ohne Bewegung im Sommer bei weitem. Im Mittel der 10 Jahre drückt sich der jährliche Gang von A_H durch die Gleichung

$$A_H = 4.03 + 3.4 \sin(99^\circ + x)$$

$$+ 0.5 \sin(66^\circ + 2x) + 0.2 \sin(68^\circ + 3x) + 0.2 \sin(180^\circ + 4x)$$

aus.

Tabelle 5. Die Perioden der Bodenunruhe.

	T_N .												
	Jau.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1909	6.2	5.7	5.4	5.6	5.0	5.0	4.7	4.9	4.8	5.6	5.6	5.6	5.3
1910	6.2	6.2	5.9	5.3	4.7	4.4	4.4	3.9	5.3	5.5	5.2	6.0	5.3
1911	6.1	5.9	5.7	5.5	5.3	4.4	4.5	4.4	5.5	5.3	5.8	6.0	5.4
1912	6.0	5.6	6.4	5.1	4.7	4.8	4.5	4.1	4.8	6.1	5.8	6.6	5.4
1913	6.5	6.6	6.2	5.8	5.1	5.1	5.1	4.9	5.0	5.4	6.8	6.1	5.7
1919				5.5	5.0	5.1	4.6	4.7	5.2	5.2	5.8	6.4	—
1920	6.4	5.9	6.0	—	5.3	5.4	5.0	5.3	5.7	6.1	6.2	6.5	5.8
1921	6.5	6.3	6.7	6.0	5.7	5.1	5.2	4.8	5.6	5.7	6.0	6.2	5.8
1922	6.1	6.6	5.9	5.2	5.4	5.3	4.8	5.3	5.5	5.5	5.8	6.4	5.7
1923	6.6	6.7	6.4	6.1	5.2	5.3	5.3	5.3	5.7	5.7	5.4	6.3	5.8
1924	6.6	6.0	5.4										
Mittel für den ges. Zeit- raum	6.3	6.2	6.0	5.6	5.1	5.0	4.8	4.8	5.9	5.6	5.8	6.2	5.6
	T_E .												
	1909	6.3	5.6	5.1	5.4	5.1	4.7	4.4	4.7	4.7	5.2	5.6	5.6
1910	5.7	6.3	5.6	5.2	4.8	4.3	4.4	4.0	5.1	5.4	5.2	6.0	5.2
1911	6.0	5.8	5.5	5.4	5.3	4.3	4.4	4.4	5.4	5.3	5.9	6.0	5.3
1912	6.0	5.7	6.4	4.9	4.8	4.6	4.6	4.2	4.9	6.1	6.1	6.8	5.4
1913	6.4	6.2	6.2	5.5	5.1	5.0	4.9	4.9	5.1	5.2	6.6	5.9	5.6
1919				5.1	4.8	5.0	4.5	4.6	5.1	5.2	5.6	6.5	—
1920	6.3	5.6	6.0	—	5.3	5.4	5.0	5.2	5.6	5.6	5.9	6.2	5.6
1921	6.1	6.2	6.5	5.5	5.4	4.9	—	4.9	5.7	5.4	6.1	6.2	5.7
1922	6.5	6.2	6.0	5.0	5.2	5.2	4.8	5.2	5.3	5.5	5.9	6.3	5.6
1923	6.4	6.7	6.2	6.0	4.7	5.3	5.4	5.1	5.5	5.4	5.9	5.9	5.7
1924	6.5	5.8	5.6										
Mittel für den ges. Zeit- raum	6.2	6.0	5.9	5.3	5.1	4.9	4.7	4.7	5.2	5.3	5.8	6.1	5.5
	T_Z .												
	1919			4.6	4.2	4.7	4.4	4.2	4.7	4.8	5.1	6.0	(4.7)
1920	6.3	—	5.8	—	4.9	4.7	—	4.5	4.7	5.0	4.8	4.9	(5.1)
1921	5.3	—	5.8	4.8	4.5	4.2	—	4.0	4.8	4.6	4.7	5.3	4.8
1922	5.2	—	—	4.5	—	4.3	4.1	4.1	4.7	4.4	4.8	5.3	(4.6)
1923	5.2	5.5	4.8	4.7	4.2	4.2	—	—	4.5	4.4	—	4.8	(4.7)
1924	—	4.7	4.8										
Mittel für den ges. Zeit- raum	5.5	(5.1)	5.3	4.6	4.4	4.4	(4.3)	4.2	4.7	4.6	4.8	5.3	4.8

Tabelle 3 und 4 enthalten die Werte des Quotienten A_N/A_E bzw. A_H/A_Z in Jahres- und Monatsmitteln. Es zeigt sich, daß in Hamburg im Mittel, von wenigen (fettgedruckten) Ausnahmen abgesehen, auch im einzelnen $A_N > A_E$

ist. Das zehnjährige Mittel ergibt für den Quotienten eine schwache jährliche Periode mit dem Maximum im Winter (1.2 im Dezember) und dem Minimum im Sommer (1.0 im Juli). Ähnliche Verhältnisse liegen nach Gutenberg auch für Göttingen vor (s. unterste Zeile von Tabelle 3). Wie Tabelle 4 lehrt, ist der Quotient A_H/A_Z in Hamburg immer entschieden größer als 1 und besitzt einen ausgeprägten jährlichen Gang mit dem Maximum im Winter (rund 6 im November) und dem Minimum im Sommer (rund 3 im Mai-Juli). Gutenberg findet für Göttingen in den Jahren 1906 bis 1910 einen mittleren Wert von 1.7, jedoch kommen hier im einzelnen auch große Schwankungen vor, wie die Werte von Zoepfritz zeigen, die zwischen 3 und $\frac{1}{2}$ liegen. Von Königsberg sind nach Errulat einige diesbezügliche Daten aus dem Jahre 1922 mitgeteilt (unterste Zeile der Tabelle 4); sie scheinen auch die für Hamburg gefundene Gesetzmäßigkeit zu bestätigen.

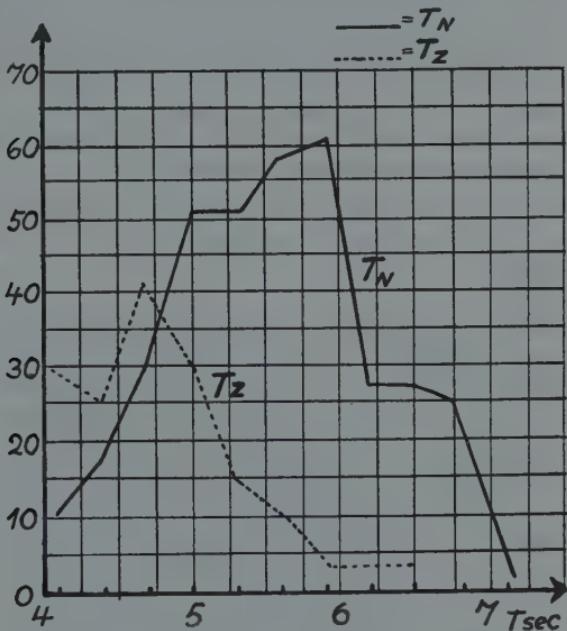


Fig. 1. Periodenhäufigkeit

2. Die Perioden. Tabelle 5 gibt die Perioden für alle drei Komponenten nach Jahres- und Monatsmitteln.

Es fällt auf, daß im allgemeinen $T_E < T_N$ ist, wenn auch die Differenz nur 0.1 sec beträgt; es sind nur wenige Fälle vorhanden, in denen $T_E > T_N$ ist. Die Perioden der Vertikalkomponente sind im Mittel um 0.7 bis 0.8 sec geringer als die der Horizontalkomponente, was mit den Beobachtungen von Geusen-hainer und Errulat übereinstimmt. Letzterer findet für T_Z Werte bis 2 sec

herunter. Eine Untersuchung, inwieweit eine Bevorzugung bestimmter Perioden durch die Apparate wegen der Verschiedenheiten ihrer Konstanten stattfindet, zeigt freilich auch, daß die kleineren Perioden von dem Vertikalseismographen sicherlich begünstigt werden. Die Perioden zeigen ähnlich wie die Amplituden einen deutlichen jährlichen Gang (Maximum $T_N = 6.3$ sec im Januar; Minimum $T_N = 4.8$ sec im Juli-August).

Ein Bild über die Häufigkeit der Perioden in der N - und Z -Komponente gibt Fig. 1; in ihr beziehen sich die einzelnen Häufigkeitswerte auf Dekadenmittel. Aus der Figur erhebt sich, daß T_N ein Häufigkeitsmaximum für im Mittel 5.9 sec besitzt, in guter Übereinstimmung namentlich mit Geusenhainers Ergebnis, der für Göttingen 6 sec findet. In Barcelona treten nach Castrillón in der Horizontalkomponente hauptsächlich Perioden von 5.5 und 5.6 sec auf. Doch während hier die Häufigkeit der kurzen Perioden während des ganzen Jahres nahezu konstant ist, muß für Hamburg gesagt werden, daß die kurzen Perioden im Sommer überwiegen. Im ganzen entfallen bei T_N auf das Intervall von 4.9 bis 6.0 sec 61.2% aller Fälle, auf dasjenige von 4.0 bis 4.8 sec und von 6.1 bis über 7.0 sec dagegen nur 15.6 bzw. 23.2%. Die Häufigkeitskurve für T_Z zeigt ein Maximum bei 4.7 sec. Auf das Intervall von 4.0 bis 4.5 sec kommen 3.43% und auf das von 4.6 bis 5.1 sec 44.5%, während Perioden über 5.1 sec nur in 21.2% aller Fälle auftreten. Die Perioden bis zu 5 sec machen hier fast 80% aus.

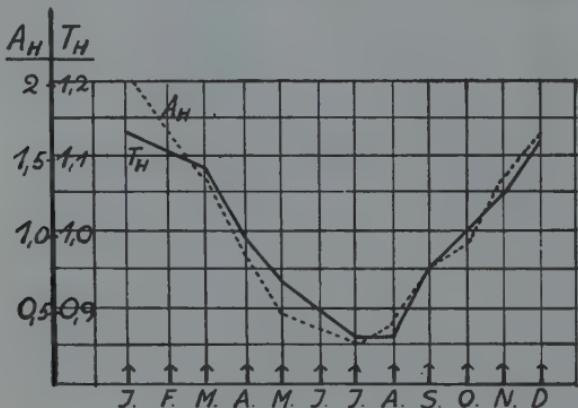


Fig. 2. Jährlicher Gang von T_H und A_H

3. Zusammenhang zwischen Amplitude und Periode. Um der bereits von verschiedenen Seiten (Schneider, Gutenberg, Hecker, Castrillón) nachgegangenen Frage des Zusammenhangs zwischen Periode und Amplitude für Hamburg näherzukommen, wurden die für die betreffende Periode, fortschreitend von Zehntelsekunde zu Zehntelsekunde, berechneten Dekadenwerte der Amplituden zusammengestellt und aus diesen Mittelwerte gebildet. Tabelle 6 gibt in Halbsekundenintervallen für die N - und für die

Z-Komponente ein deutliches Bild von dem Anwachsen der Amplitude mit der Periode.

Tabelle 6.

$T_N \dots \dots \dots$	4—4.4	4.5—4.9	5.0—5.4	5.5—5.9	6.0—6.4	6.5—6.9 sec
$A_N \dots \dots \dots$	0.70	0.98	1.80	3.34	4.62	5.61μ
$T_Z \dots \dots \dots$	< 4	4.0—4.4	4.5—4.9	5.0—5.4	5.5—5.9	< 6 sec
$A_Z \dots \dots \dots$	0.40	0.54	0.77	1.27	1.71	1.87μ

Fig. 2 zeigt endlich noch den jährlichen Gang von $T_H = \frac{1}{2}(T_N + T_E)$ und A_H . Dabei sind, um die Werte besser vergleichen zu können, relative Werte für die Amplituden und Perioden eingeführt, d. h. sämtliche Werte sind durch den betreffenden jährlichen Mittelwert dividiert worden; ferner wurde noch für T_H ein fünfmal größerer Maßstab gewählt als für A_H . Der Gang beider Größen weist von Monat zu Monat einen nahe übereinstimmenden Verlauf auf, was auch durch den hohen Wert des Korrelationskoeffizienten bestätigt wird, der sich zu $+0.90 \pm 0.037$ w. F. ergibt. Selbstverständlich zeigt auch die analytische Entwicklung des jährlichen Gangs von T_H , nämlich

$$T_H = 5.5 + 0.74 \sin(89^\circ + x) + 0.01 \sin(45^\circ + 2x) + 0.04 \sin(93^\circ + 3x) \\ + 0.08 \sin(194^\circ + 4x)$$

eine nahe Verwandtschaft zu der entsprechenden oben mitgeteilten Gleichung von A_H . Hier ist nur eine ganzjährige Periode ausgesprochen vorhanden, und die Phase derselben liegt rechnerisch für T_H und A_H nur rund 4 Tage auseinander.

B. Bodenunruhe und Brandung. 1. Einfluß der Brandung an der norwegischen Küste. Nachdem einleitend besonders zu den diesbezüglichen Untersuchungen von Gherzi, Gutenberg, Lacoste und Meissner kurz Stellung genommen ist, wird zunächst einem etwaigen Zusammenhang mit der Brandung an der norwegischen Küste nachgegangen. Zu diesem Zweck wurden den meteorologischen Berichten der Deutschen Seewarte die Angaben über den Seegang in Bodö (*n*), Christiansund (*m*) und Skudeneshavn (*s*) entnommen und nach dem Vorgang von Gutenberg quadriert und mit Entfernungs faktoren versehen. Die so nach

der Formel $B = \sqrt{\frac{n^2 + 2m^2 + 3s^2}{6}}$ für jeden Tag berechneten Werte wurden

zu Dekadenmitteln vereinigt, wieder quadriert und in Tabelle 7 für die fünf Jahre 1909 bis 1913 mit den entsprechenden Werten von A_H verglichen. Der Winddruck konnte vernachlässigt werden. Besonders die auf Grund von Tabelle 7 gezeichneten und in Fig. 8 wiedergegebenen Kurven, bei denen aber wieder Relativwerte benutzt wurden, zeigen, daß zwischen Brandung und Bodenunruhe ein sehr enger Parallelismus besteht. Entsprechend liegen auch die Korrelationskoeffizienten nahe bei 1, und zwar für die einzelnen Jahre zwischen $+0.79$ und $+0.92$; für den ganzen fünfjährigen Zeitraum ergibt er sich sogar zu $+0.96 \pm 0.009$ w. F.

Für die Koeffizienten *a* und *c* der zuerst von Gutenberg eingeführten linearen Beziehung $A_H = aB^2 + c$ berechnen sich die Werte $a = 0.698$ und

Tabelle 7.

	1909		1910		1911		1912		1913		Mittel	1909/13	
	B ²	A _H		B ²	A _H								
Jan.	14.75	9.16	18.20	13.08	12.70	7.13	9.87	7.80	16.60	8.28	14.42	9.09	
	19.72	12.67	17.20	11.19	15.44	10.30	14.84	9.06	7.73	9.55	14.98	10.55	
	10.88	8.29	5.22	4.43	18.85	9.16	7.56	4.44	6.87	6.28	9.88	6.52	
Febr.	8.52	5.46	14.20	5.75	10.08	5.42	9.53	9.24	17.36	11.53	11.94	7.48	
	8.64	5.83	20.70	8.96	17.25	8.91	6.97	3.81	11.81	6.75	13.08	6.85	
	3.46	2.99	7.50	6.73	23.20	11.77	13.18	5.61	11.74	5.32	11.82	6.48	
März	5.03	3.70	8.82	4.54	11.32	8.33	7.73	6.98	22.50	9.31	11.08	6.57	
	4.93	3.52	9.39	4.08	5.76	3.67	8.53	4.72	15.44	8.12	8.81	4.82	
	3.38	3.22	7.40	4.53	5.29	4.37	4.49	4.81	7.96	4.77	5.70	4.34	
April	6.20	3.51	4.28	3.18	4.46	4.13	8.18	4.72	5.33	2.28	5.69	3.56	
	3.68	2.05	8.48	5.88	9.74	4.42	5.52	1.98	11.00	3.76	7.68	3.62	
	3.72	2.64	10.95	3.41	7.62	3.26	1.69	1.49	7.22	3.00	6.24	2.76	
Mai	3.64	2.17	6.28	2.66	6.25	2.69	5.02	1.03	2.59	1.60	4.76	2.03	
	4.23	1.46	2.25	0.91	2.34	0.56	3.96	1.97	5.57	1.43	3.87	1.27	
	5.02	1.81	4.12	1.13	2.66	1.88	3.92	1.14	6.56	1.34	4.46	1.46	
Juni	3.92	1.04	4.16	1.26	2.79	0.87	2.63	0.82	8.98	2.59	4.50	1.34	
	2.25	0.58	3.61	1.21	3.10	0.42	3.38	1.63	5.07	1.21	3.48	1.01	
	2.43	0.64	3.28	1.35	6.72	1.85	2.63	0.76	3.24	0.61	3.86	1.01	
Juli	2.92	0.69	1.80	0.81	5.03	0.83	2.76	0.95	2.92	0.49	3.09	0.75	
	3.46	0.96	2.25	0.63	4.46	0.45	5.38	0.95	3.13	0.52	3.94	0.70	
	4.28	0.26	2.98	1.05	3.73	0.93	6.41	1.14	3.64	0.60	4.22	0.80	
Aug.	5.43	0.98	1.61	0.51	4.62	0.48	6.25	1.50	4.88	1.24	4.56	0.94	
	7.78	1.61	3.61	0.73	3.13	0.75	3.88	0.84	3.32	0.83	4.34	0.95	
	4.80	1.13	3.54	1.05	3.24	0.71	5.96	1.33	5.62	1.31	4.63	1.11	
Sept.	6.30	1.86	2.77	1.35	7.62	1.79	8.29	2.78	5.11	1.36	6.02	2.03	
	3.34	1.77	5.58	2.62	9.06	3.74	5.76	1.96	5.94	2.36	5.94	2.49	
	2.78	1.36	9.74	3.94	9.18	3.37	3.84	1.85	8.58	1.64	6.82	2.43	
Okt.	12.96	4.16	13.40	5.43	6.11	4.70	8.81	4.11	3.46	2.59	8.95	4.20	
	15.83	5.95	8.88	3.67	5.52	3.44	12.12	3.96	12.16	4.56	10.90	4.32	
	10.12	4.73	5.81	3.37	10.00	7.12	8.47	4.84	11.36	5.15	9.15	5.04	
Nov.	10.12	4.33	10.00	5.93	16.80	11.08	10.64	5.22	11.88	4.55	11.89	6.20	
	7.68	5.68	6.73	5.53	8.48	6.12	7.23	3.87	19.94	6.88	10.01	5.62	
	9.00	4.37	5.89	2.64	7.26	4.18	14.99	6.42	20.05	11.72	11.44	5.87	
Dez.	7.19	6.42	8.48	5.64	17.95	10.12	10.62	4.23	18.05	7.48	12.46	6.78	
	9.69	5.31	10.05	5.67	13.69	5.13	19.20	7.77	13.30	5.62	13.19	5.90	
	12.82	6.03	12.40	7.37	10.63	6.08	13.18	5.16	12.10	5.79	11.83	6.09	
Mittel:	6.97	3.57	7.54	3.95	8.67	4.45	7.60	3.66	9.42	4.23	8.05	3.97	

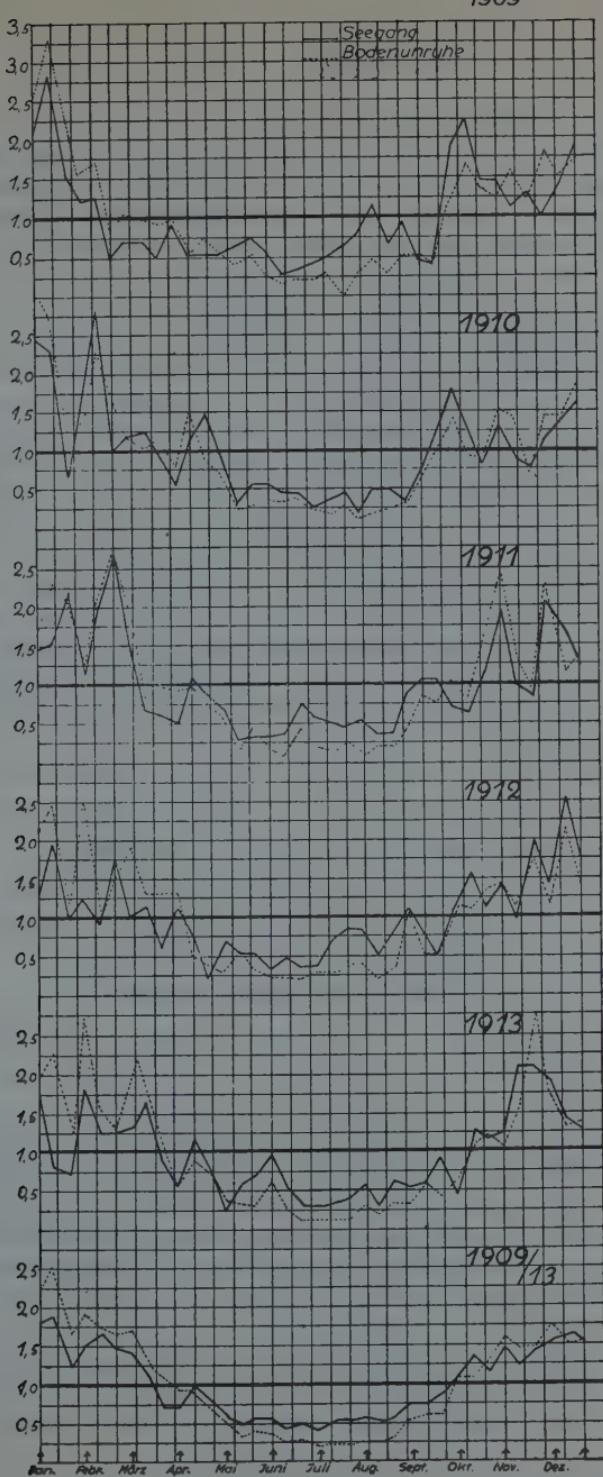


Fig. 3. Zusammenhang zwischen Seegang an der norwegischen Küste und Bodenunruhe in Hamburg

$c = -1.65$, so daß der Schwellenwert von B , der überschritten werden muß, damit in Hamburg durch Brandung an der norwegischen Küste Bodenunruhe hervorgerufen wird, $B_0 = 1.54$ beträgt. Das steht in guter Übereinstimmung mit dem Wert $B_0 = 1.92$, den Gutenberg, allerdings nur unter Berücksichtigung von A_E , für Göttingen fand; denn die Entfernung von der norwegischen Küste ist größer und der Untergrund in Göttingen wesentlich fester. Für die Relativwerte von A_H und B^2 , nämlich A_H und B^2 , folgt aus der obigen Beziehung für den fünfjährigen Zeitraum 1909 bis 1913 im Mittel $A_H = 1.42 B^2 - 0.42$. Für die allgemeine Beziehung $A_H = \alpha \cdot B^2 + \gamma$ gilt zufolge der Grundannahme $A_H = a B^2 + c$ im Mittel notwendig die Zusatzgleichung $\alpha + \gamma = 1$. Für $B^2 < 1$ ist demnach im allgemeinen $A_H < B^2$, und für $B^2 > 1$ ist entsprechend $A_H > B^2$, was in Fig. 3 auch durchweg zum Ausdruck kommt. Daraus folgt auch, daß die Jahresschwankung der Bodenunruhe größer sein muß als die der Brandung und daß dem Verhältnis von Bodenunruhe zu Brandung ein ausgesprochener jährlicher Gang eignet. Letzteres erhellt ohne weiteres auch schon aus der Beziehung $A_H/B^2 = a + c/B^2$, insofern das zweite Glied auf der rechten Seite im Winter, wo B^2 groß ist, weniger in Frage kommt als im Sommer. Der in Tabelle 3 und 4 zum Ausdruck kommende jährliche Gang der Quotienten A_N/A_E und A_H/A_Z erscheint ebenfalls auf Grund der Annahme solcher linearen Beziehungen zwischen den einzelnen Komponenten der Bodenunruhe und der Brandung begreiflich.

Die Entwicklung der Werte B^2 und A_H für den Zeitraum 1909 bis 1913 in eine Reihe von Sinuswellen ergibt

$$B^2 = 8.05 + 4.9 \sin(96^\circ + x) + 0.4 \sin(81^\circ + 2x) \\ + 0.3 \sin(346^\circ + 3x) + 0.04 \sin(214^\circ + 4x)$$

und

$$A_H = 3.97 + 3.6 \sin(86^\circ + x) + 0.3 \sin(120^\circ + 2x) \\ + 0.3 \sin(339^\circ + 3x) + 0.3 \sin(41^\circ + 4x).$$

Im jährlichen Glied, welches allein reale Bedeutung haben dürfte, ist ein Phasenunterschied von 10° , d. h. von nur rund einer Dekade vorhanden; die Übereinstimmung kann man daher als recht gut bezeichnen.

2. Einfluß der Brandung an der westfranzösischen Küste und im Golf von Biskaya. Die Untersuchung des Einflusses an anderen Küsten Westeuropas stößt deshalb auf Schwierigkeiten, weil die Brandung an diesen Küsten durchweg auch groß sein wird, wenn die Brandung an der norwegischen Küste groß ist. So konnten in dem Zeitraum 1909 bis 1913 nur drei Fälle ausfindig gemacht werden, in denen die Brandungswerte in Norwegen B für einige Zeit gegenüber denjenigen an der westfranzösischen Küste und im Golf von Biskaya B' merklich zurücktreten. Eine Unterscheidung der beiden Ursachen erweist sich erst dann als möglich, wenn B den Wert 3 nicht überschreitet und der Mittelwert von B' in Grisnez, Cherbourg, St. Martin und Biarritz größer als 5 ist. Der Einfluß

von B' auf die Bodenunruhe in Hamburg ist zwar in den angegebenen Fällen deutlich erkennbar, aber doch nur sekundärer Art. Siehe besonders die beiden in Fig. 4 dargestellten Fälle 29./XI. bis 7./XII. 1909 und 17./I. bis 29./I. 1910.

Zwischen der Bodenunruhe in Hamburg und der in Eskdalemuir (Schottland) wurde nach den Monatsmitteln von A_N für die fünf Jahre 1913 und 1919 bis 1922

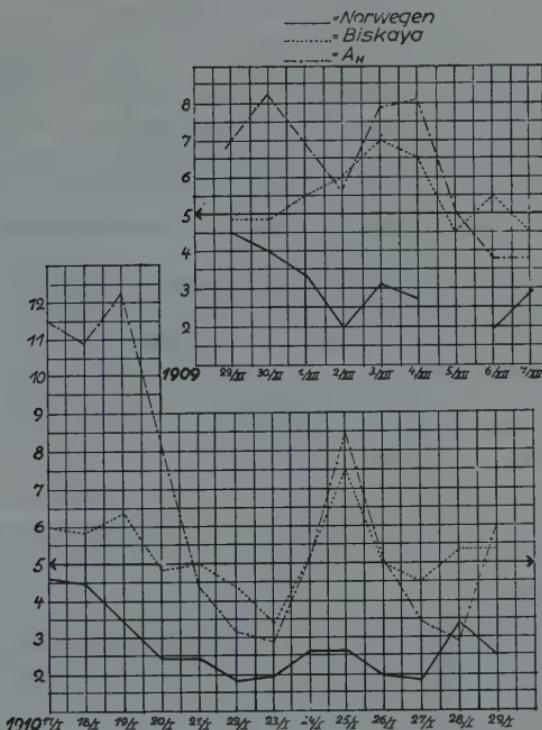


Fig. 4.

Einfluß der Brandung in der Biskaya auf die Bodenunruhe in Hamburg

ein Korrelationskoeffizient berechnet, der mit $+0.99 \pm 0.004$ w. F. praktisch den Wert 1 hat, was darauf schließen läßt, daß die Bodenunruhe in Hamburg und in Eskdalemuir wesentlich die gleiche Ursache hat.

Am Schluß der Arbeit, welche an der Hauptstation für Erdbebenforschung zu Hamburg ausgeführt wurde, findet sich ein eingehendes Literaturverzeichnis.

H. Schünemann.

Die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen und die Konstitution der höheren Atmosphärenschichten

Von L. Vegard — (Mit 2 Abbildungen)

Die von Störmer beobachteten sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen werden unter dem Gesichtspunkt des vom Verfasser in 1923 gefundenen elektrischen Auftriebs der höchsten Atmosphärenschichten diskutiert. Die Existenz von hohen Abend- und Morgenstrahlen war vom Verfasser in 1923 vorausgesagt. — Die vom Verfasser in 1923 gefundene relative Abnahme der grünen Nordlichtlinie mit der Höhe wird näher beschrieben. Es wird gezeigt, daß die spektroskopischen Beobachtungen von Störmer und Moxnes keine Schlüsse betreffs der möglichen Einwirkung der Sonnenstrahlung auf die Intensitätsverteilung im Nordlichtspektrum gestatten.

§ 1. In einer Abhandlung, welche neulich in dieser Zeitschrift veröffentlicht worden ist*), hat C. Störmer eine Übersicht über seine während der letzten paar Jahre gesammelten, äußerst interessanten Ergebnisse über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen gegeben.

Seine Ergebnisse, welche teils Höhenbestimmungen von Nordlichtstrahlen, teils spektrographische Aufnahmen von dem Nordlichtspektrum umfassen, stehen in engster Beziehung zu Ergebnissen, welche ich im Jahre 1923 gewonnen habe. Störmer hat zwar die Ergebnisse einer kurzen Diskussion unterworfen, ich möchte jedoch den intimen Zusammenhang mit meinen Ergebnissen klar zum Ausdruck bringen.

Ich habe schon im Jahre 1923 die Entdeckung gemacht, daß die Intensität der Nordlichtlinie im Verhältnis zu derjenigen der Stickstoffbanden mit steigender Höhe abnimmt. Dieser Effekt ist an sich ansreichend, um die von Störmer beschriebenen spektrographischen Beobachtungen zu erklären. Wir kommen später noch auf diese Frage zurück.

Indem ich im folgenden versuchen werde, diesen Zusammenhang mit meinen früheren Ergebnissen geschichtlich klarzustellen, beabsichtige ich dadurch gleichzeitig, einen Beitrag zu der Deutung der Störmerschen Ergebnisse zu geben.

Über die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen. § 2. Was zuerst die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen betrifft, so habe ich schon in einem Anhang zu meinem Bericht über Nordlicht im Handb. d. exp. Phys. 25, 475, kurz erwähnt, daß eine von Störmer kurz vorher gemachte Beobachtung über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen eine interessante Bestätigung meiner früheren Ergebnisse betreffs des Zustandes der höheren Atmosphärenschichten liefert hat.

Untersuchungen über das Spektrum des Nordlichtes, kombiniert mit anderen festgestellten Tatsachen über das Nordlicht, besonders über seine Lage im Raum, führten im Jahre 1923 zu dem Ergebnis, daß keines von den Gasen leichter als

*) C. Störmer: Zeitschr. f. Geophys. 5, 177 (1929).

Stickstoff einen merklichen Beitrag zum Leuchten des Nordlichtes lieferte. Man mußte deshalb annehmen, daß recht schwere Gase, vor allem der Hauptbestandteil Stickstoff, selbst in Höhen von mehreren hundert Kilometern in recht merklichen Mengen vorhanden sein müßten.

Eine Reihe von Überlegungen und Berechnungen, für die ich hier auf die veröffentlichten Arbeiten*) hinweisen muß, führte zu dem Ergebnis, daß die höchsten Atmosphärenschichten, die hauptsächlich aus Stickstoff bestehen, einen elektrischen Auftrieb erleiden.

Dieser elektrische Auftrieb wurde als eine Wirkung der Sonnenstrahlen erklärt, und in meiner Abhandlung in Zeitschr. f. Phys. 16, 377 (1923) habe ich meine Anschauung folgendermaßen formuliert:

„In dieser Weise wird man, wie es mir scheint, mit Notwendigkeit zu der Ansicht geführt, daß die äußersten Atmosphärenschichten elektrisch geladen sind. Hierdurch entsteht ein elektrisches Feld, und der geladene Stickstoff wird also durch die Wirkung dieses Feldes in die Höhe getrieben.

Daß die oberen Grenzschichten der Atmosphäre elektrisch geladen sind, ist auch vom physikalischen Gesichtspunkte aus sehr wahrscheinlich, denn die Atmosphäre wird durch die photoelektrische Wirkung kurzwelliger Lichtstrahlen ionisiert. Elektronen werden mit einer Geschwindigkeit ausgeschossen, welche durch die Einsteinsche Gleichung

$$h\nu = \frac{1}{2} m v^2$$

bestimmt ist.

Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Sonne neben dem Licht auch Strahlen vom Röntgen- und γ -Strahlentypus emittiert.

Die Geschwindigkeit der lichtelektrischen Elektronen wird dann sehr groß. Die Größe des elektrischen Feldes wäre dadurch bestimmt, daß die Elektronen der größten Geschwindigkeit gerade genügten, um das Erdpotential gegenüber dem Weltraum zu überwinden, oder das Erdpotential V_E wäre durch die Gleichung

$$V_E e = h\nu_{\max}$$

gegeben.“

Verschiedene theoretische Überlegungen und besonders das Nordlichtspektrum führten mich weiter zu der Annahme, daß in den höchsten Atmosphärenschichten so tiefe Temperaturen herrschen, daß der Stickstoff teilweise in der Form kleiner Kristallkeime existiert. Diese Anschauung habe ich in einer Reihe von späteren Arbeiten behandelt, und es soll hier nicht auf die nähere Begründung eingegangen werden. In dieser Verbindung möchte ich nur erwähnen — was ich auch in früheren Arbeiten stark betont habe —, daß die Notwendigkeit eines elektrischen Auftriebs der höchsten Atmosphärenschichten davon gar nicht abhängt, ob man eine staubförmige Konstitution annehmen will oder nicht. In der Tat habe ich die Existenz des elektrischen Auftriebs erkannt, bevor ich zu der Auf-

*) Siehe z. B. Phil. Mag. 46, 198 und 577 (1923); Zeitschr. f. Phys. 16, 367 (1923).

fassung gelangte, daß in der Nordlichtregion der Stickstoff teilweise in mikrokristalliner Form vorhanden sein dürfte*).

Ich möchte jedoch hinzufügen, daß es als eine festgestellte Tatsache anzusehen ist, daß in der Nordlichtregion eine äußerst tiefe Temperatur herrscht. Das kann man einwandfrei aus der Struktur der im Nordlichtspektrum vorhandenen Stickstoffbanden schließen. Diese Banden sind beinahe von Rotationslinien befreit. Versuche, welche ich andererseits bei der Temperatur von flüssigem Wasserstoff angestellt habe, zusammen mit Versuchen, welche neulich in unserem Institut von dem Herrn J. Aars**) bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur von flüssiger Luft angestellt worden sind, zeigen ein allmähliches Verschwinden der „Rotationslinien“ bei Erniedrigung der Temperatur. Man muß in der Tat ungefähr bis zu der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs heruntergehen, um die Stickstoffbanden so frei von Rotationslinien zu bekommen, als man sie im Nordlichtspektrum beobachtet. Allein aus diesem Grunde ist es also zu erwarten, daß der Stickstoff in der Nordlichtregion teilweise in kondensierter Form vorhanden ist. Hierzu kommen noch die spektroskopischen Daten, welche aus den Versuchen über das Leuchten von verfestigtem Stickstoff zustande gebracht und in einer Reihe von Arbeiten eingehend beschrieben und diskutiert worden sind.

Einen zusammenfassenden Bericht findet man im Handb. d. exp. Phys. 25, 385 (1929), wo auch sonstige Literaturangaben zu finden sind.

Wie erwähnt, wurde der elektrische Auftrieb durch die lichtelektrische Wirkung der kurzweligen Sonnenstrahlen erklärt. Hieraus habe ich den Schluß gezogen, daß der elektrische Auftrieb desto größer ist, je mehr der betreffende Teil der Atmosphäre von der Sonne zu der Zeit bestrahlt wird.

Hierdurch erklärt sich die Tatsache***), daß die Nordlichtstrahlen viel größere maximale Höhen in niedrigeren Breiten als in der Nähe der Nordlichtzone erreichen.

Durch diese Aufwärtsbewegung von elektrisch geladenen Partikeln, zusammen mit der Wirkung des erdmagnetischen Feldes, könnte auch die Entstehung des Zodiakallichtes erklärt werden.

In der zitierten Abhandlung, Zeitschr. f. Phys. 16, 367 (1923), habe ich meine Auffassung in folgender Weise formuliert:

„Wegen der ungleichmäßigen Verteilung der Sonnenaktivität und der Wirkung der elektrischen und magnetischen Felder werden in der elektrischen Staubatmosphäre die Flächen gleicher Dichte nicht konzentrische Kugeln bilden. Es ist zu erwarten, daß sie höher an der Tagesseite als an der Nachtseite, und höher am Äquator als über den Polen sind. — Besonders interessant ist die Variation mit der geographischen Breite. Hier spielt das magnetische Feld der Erde gewiß eine große Rolle. Wenn die geladenen Staubkörnchen durch das elektrische

*) Phil. Mag. 46, 193 (1923).

**) Ann. d. Phys. 5, B. 1, 216 (1929).

***) Siehe z. B. Zeitschr. f. Phys. 16, 367 (1923); Handb. d. exp. Phys. 25, 385.

Feld in die Höhe getrieben werden, werden sie eine Neigung dazu haben, den magnetischen Kraftlinien zu folgen. Der Stickstoffstaub muß sich in der Nähe der Ebene des magnetischen Äquators akkumulieren.

Diese Konsequenz unserer Auffassung hat eine interessante Bestätigung bei den Höhenbestimmungen des Nordlichtes gefunden. Um eine merkbare Lichtintensität hervorzubringen, muß die Dichte der Atmosphäre eine gewisse Grenze überschreiten. Diesen Grenzwert sollte die größte Höhe der Nordlichtstrahlen bestimmen.

Die maximale Höhe von Nordlichtstrahlen in verschiedenen Breiten sollte dann Höhen ungefähr gleicher Dichte bestimmen. — Wie bekannt, ist die Häufigkeit der langen Strahlen in den mittleren Breiten größer als in der Nähe der Nordlichtzone.“

„Nun zeigt es sich aber, daß nicht nur die Häufigkeit, sondern auch die größte erreichbare Höhe mit der Polentfernung ganz beträchtlich zunimmt.“

Und weiter: „Besonders hoch geht die Staubatmosphäre in der Nähe des Äquators, und hier bildet sich gewissermaßen ein Staubring um die Erde. Wegen der großen Höhe sieht man diesen Staubring vom Sonnenlicht bestrahlt, längst nachdem die Sonne untergegangen ist, und man sieht den Staubring als, einen Lichtkegel am Himmel. In dieser Weise werden wir durch unsere elektrische Staubatmosphäre ganz natürlich zu einer Erklärung des Zodiakallichtes geführt.

Die mögliche Ausbreitung des Staubringes in der Ebene der Ekliptik läßt sich vielleicht als eine Wirkung des Strahlungsdruckes der Sonnenstrahlung erklären.“

Ich habe hier von Staubatmosphäre gesprochen, aber wie erwähnt, ist der elektrische Auftrieb von dieser Vorstellung unabhängig.

Wie man sieht, habe ich durch diese Erklärung des elektrischen Auftriebs durch die Sonnentätigkeit nicht nur die größeren maximalen Höhen der elektrischen Strahlen auf niedrigeren Breiten erklären können, ich habe auch vorausgesagt, daß man höhere Nordlichter an der Tagesseite als an der Nachtseite zu erwarten hat.

Nordlichtstrahlen an der Tagesseite wird man selbstverständlich nur am Abend eine Zeit nach dem Sonnenuntergang, morgens vor Sonnenaufgang und in polaren Gegenden Herbst und Frühling beobachten können, indem man dann eine Zeit noch die sonnenbestrahlten höchsten Atmosphärenschichten beobachten kann.

Diese Vorhersagung hat sich nun durch die Beobachtungen und Ergebnisse von Störmer über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen in schöner und schlagender Weise bestätigt.

Aus dem ausgedehnten Material, das Störmer jetzt gesammelt hat, und aus der außerordentlich schönen graphischen Zusammenstellung der Ergebnisse scheint hervorzugehen, daß der elektrische Auftrieb recht plötzlich eine ganz erhebliche Verminderung erleidet, sobald die höchsten Atmosphärenschichten in Sonnenschatten hineintauchen.

Unterhalb der Schattengrenze wird die Materie wegen des verminderten Auftriebs zusammensinken, während im Sonnenstrahlenbereich oberhalb der Schattengrenze die Materie sich noch durch den elektrischen Auftrieb schwebend hält. In dieser Weise kann man die sogenannte Schwanzbildung erklären.

Wie ich schon im Jahre 1923 bei der Erklärung des Zodiakallichtes erwähnt habe, wird auch der Strahlungsdruck der Sonne die Bewegung der oberen Atmosphärenschichten beeinflussen können, und dann wird man auch — wie Krogness meint — damit rechnen müssen, daß eine möglich vorhandene Schwanzbildung teilweise einer Wirkung des Strahlungsdruckes zuzuschreiben ist.

Störmer findet jedoch auf Grundlage seines Beobachtungsmaterials, daß eine merkliche Wirkung des Strahlungsdruckes zweifelhaft ist; er meint, daß die gefundenen Tatsachen durch eine Hebung der oberen Atmosphäre zu erklären sind. Das meint, daß die Störmerschen Ergebnisse — gerade wie vorausgesagt war — als eine Wirkung des elektrischen Auftriebs aufzufassen sind.

Störmers Hinweis zu der Kennelly-Heaviside-Schicht könnte nun die Auffassung erwecken, daß der elektrische Auftrieb schon in den Annahmen von Kennelly-Heaviside inbegriffen ist. Das ist aber nicht der Fall. Kennelly und Heaviside haben nur die Existenz einer leitenden Schicht irgendwo in der höheren Atmosphäre erkannt, aber der elektrische Auftrieb, oder die Hebung der höchsten Atmosphärenschichten durch die Sonnentätigkeit, ist zum ersten Male in meinen Arbeiten über das Nordlicht in die Literatur eingeführt, und seine Existenz ist auch zum ersten Male in meinen Arbeiten vom Jahre 1923 nachgewiesen.

Wie wir gesehen haben, braucht man für die Erklärung der Höhenverteilung der sonnenbelichteten Nordlichter, nach dem Störmerschen Befund, nur einen durch die Sonnenstrahlen hervorgerufenen elektrischen Auftrieb anzunehmen, und man kann wenigstens qualitativ die Erscheinungen verstehen, selbst wenn man damit rechnet, daß die Materie der höchsten Atmosphärenschichten in der Form von ionisiertem Gas, welches dazu noch eine gewisse Raumladung besitzt, vorhanden ist.

Die sehr plötzliche Herabsenkung der Materie bei der Entfernung des Sonnenlichtes ist jedoch in dieser Weise quantitativ schwer verständlich, denn wegen der äußerst geringen Dichte geht bekanntlich der gewöhnliche Rekombinationsprozeß der Gasionen nur sehr langsam vor sich, und man sollte nur ein allmäßliches Herabsinken der Materie, wenn man von der Tages- bis Nachtseite der Erde übergeht, erwarten. Die Ergebnisse von Störmer — wie sie z. B. in Fig. 3 und 6 seiner Abhandlung*) und in den interessanten Photographien der geteilten Nordlichtstrahlen vom 15. bis 16. März 1929 zum Ausdruck kommen — deuten darauf hin, daß eine ganz erhebliche Herabsenkung der Materie gerade unterhalb der Schattengrenze stattgefunden hat, während gleichzeitig die sonnenbelichtete höchste Schicht am selben Ort durch die Sonnentätigkeit schwebend gehalten wird.

*) Zeitschr. f. Geophys. 5, 177 (1929).

Diese schnelle Herabsenkung der Materie nach Entfernung der Bestrahlung ist indessen, was vom Standpunkte der Staubhypothese zu erwarten ist. Nach dieser Hypothese sollte der Stickstoff sich in der Nordlichtregion teilweise zu kleinen Mikrokristallen kondensiert haben. Dieser Kondensationsprozeß sollte besonders stark eintreten, wenn die höchsten Atmosphärenschichten sich im Sonnenschatten befinden. In demjenigen Teil der Atmosphäre, welcher durch elektrischen Auftrieb emporgehoben worden ist, und welcher unterhalb der Schattengrenze liegt, wird bald Kondensation eintreten. Die einzelnen Partikeln werden viel vergrößert, und hierdurch muß der Senkungsprozeß der Materie beschleunigt werden.

Das von Störmer gesammelte, äußerst bemerkenswerte Beobachtungsmaterial betreffs der sonnenbelichteten Nordlichter ist nicht nur als eine weitere Bestätigung des im Jahre 1923 gefundenen elektrischen Auftriebs anzusehen, sondern diese Erscheinungen geben auch ein Argument zugunsten der Annahme, daß die Materie in der Nordlichtregion teilweise in mikrokristallinischer Form vorliegt.

Es ist von Interesse zu bemerken, daß, selbst wenn man — um die scharfe Grenze am Sonnenschatten und die gebildeten Nordlichtstrahlen zu erklären — den Strahlungsdruck heranziehen wird, man auch in dem Falle einen elektrischen Auftrieb annehmen und einen Kondensationsprozeß voraussetzen muß.

Wie ich schon in einer Abhandlung vom Jahre 1913*) nachgewiesen habe, wird der Druck von Sonnenlicht auf gewöhnlichen Gasarten nach den direkten Messungen von Lebedew**) nur etwa tausendmal kleiner sein als die anziehende Gravitationskraft der Sonne. Da sowohl die Gravitationskraft als die Strahlungsintensität nach demselben Gesetz mit der Entfernung abnehmen, gilt dies für alle Entfernungen von der Sonne. In der Erdatmosphäre hat man den Druck der Sonnenstrahlung mit der Anziehung der Erde zu vergleichen. Nun ist die Kraft (mg), mit welcher eine neutrale Partikel zur Erde angezogen wird, etwa tausendmal größer als die Kraft (mg_s), mit welcher dieselbe Partikel am selben Ort von der Sonne angezogen wird. Der Druck der Sonnenstrahlung auf einer gasförmigen Atmosphäre ist also etwa eine Million Mal kleiner als die Wirkung der Schwere..

Damit überhaupt der Strahlungsdruck eine Wirkung haben kann, muß also erstens die Anziehung der Erde größtenteils durch einen elektrischen Auftrieb aufgehoben sein. Aber selbst unter der Wirkung des elektrischen Auftriebs werden jedoch die oberen Atmosphärenschichten durchschnittlich von der Erde angezogen, und mit einer Kraft pro Masseneinheit, die jedenfalls von derselben Größenordnung ist wie die Anziehung, welche die neutrale Atmosphäre erleidet. Man kann deshalb auch nicht erwarten, daß der Strahlungsdruck einen merklichen Einfluß auf einer gasförmigen Schicht haben kann, selbst wenn ein elektrischer Auftrieb teilweise die Anziehung zur Erde herabsetzt.

Nun sollte indessen der Lichtdruck im Verhältnis zur Gravitationswirkung mit der Partikelgröße anwachsen, und um überhaupt eine merkbare Wirkung des

*) L. Vegard: Ann. d. Phys. 41, 625 (1913).

**) Lebedew: Ebenda 32, 411 (1910).

Strahlungsdruckes zu bekommen, müßte man annehmen, daß die Gase teilweise in kondensierter Form vorhanden seien*).

Die von Störmer nachgewiesene Höhenverteilung der Nordlichter im Vergleich mit denjenigen, die ganz im Sonnenschatten liegen, ist also primär durch den schon nachgewiesenen elektrischen Auftrieb der höchsten Atmosphärenschichten zu erklären, und man braucht überhaupt nicht die Wirkung des Druckes der Sonnenstrahlung heranzuziehen.

Die relative Intensitätsabnahme der Nordlichtlinie mit der Höhe. § 3. Wie schon erwähnt, habe ich im Jahre 1923 nachgewiesen**), daß die Intensität der Nordlichtlinie im Vergleich mit derjenigen des negativen Stickstoffbandenspektrums mit der Höhe abnimmt. Das Ergebnis, welches man direkt aus den Platten ablesen konnte, wurde schon im Jahre 1923 veröffentlicht. Etwas später erhielt ich den für die Ausmessung nötigen Spektralphotometer, und die Intensitäten wurden ausgemessen und berechnet***).

Wie aus meinen Veröffentlichungen zu sehen ist, war diesen Versuchen für die Deutung des Nordlichtspektrums und für die Kenntnis der höheren Atmosphärenschichten eine große Bedeutung zugelegt. Die Versuche wurden deshalb sorgfältig vorbereitet sowohl in bezug auf Apparatur als spektralphotometrisches Verfahren.

Da es sehr wichtig war, die Exposition der oberen und unteren Grenze des Nordlichtes möglichst schnell nacheinander an demselben Abend vorzunehmen, habe ich einen sehr lichtstarken Spektrographen benutzt. Dagegen braucht man für derartige Intensitätsmessungen keine große Dispersion, denn im Nordlichtspektrum liegen die Linien einiger Stärke sehr weit voneinander getrennt.

Nun wissen alle, die sich mit spektralphotometrischen Arbeiten beschäftigt haben, daß man sich sehr leicht täuschen kann und zu falschen Ergebnissen gelangen kann, wenn man nicht eine Reihe von Vorsichtsmaßregeln berücksichtigt. Von den wichtigsten dieser Vorsichtsmaßregeln sind die folgenden zu erwähnen:

*) Diese Überlegungen gelten natürlich nur unter der Voraussetzung, daß die Sonnenstrahlung in der Nordlichtregion wesentlich dieselbe Zusammensetzung wie an der Erdoberfläche hat. In den obersten Atmosphärenschichten kommt sicher mehr kurzwelliges Licht hinzu, aber die Intensität dieses hinzukommenden Teiles im Vergleich mit der Gesamtintensität der Sonnenstrahlung ist sehr gering. Andererseits gelten die Lebedew'schen Messungen nicht mehr für sehr kurzwelliges Licht und auch nicht für möglich vorhandene Korpuskularstrahlung. Man darf deshalb mit der Möglichkeit rechnen, daß derartige Strahlen durch Quantenstöße eine Bewegung der höchsten Atmosphärenmassen weg von der Sonne hervorrufen können. Eine derartige Strahlung, die teils aus großen Strahlungsquanten ($\hbar\nu$) teils aus Korpuskularstrahlen großer Energie ($\frac{1}{2}mv^2$) besteht, ist wahrscheinlich für die Bildung der Kometenschwänze verantwortlich. Eine Schwanzbildung der höchsten Atmosphärenschichten wäre also der Bildung der Kometenschwänze ganz analog. Diese Analogie darf man aber nicht ohne weiteres durchführen, denn man muß erinnern, daß das lokale Schwerfeld der Kometen im Vergleich mit denjenigen der Erde verschwindend gering ist. Siehe L. Vegard: Arch. f. Math. u. Naturw., Bd. XXXI, Nr. 13 (1911).

) Siehe z. B. Phil. Mag. **46, 577 (1923); Zeitschr. f. Phys. **16**, 367 (1923).

***) Siehe „Das Nordlicht“, Handb. d. exp. Phys. **25**, 453.

1. Die zu vergleichenden Spektren sind auf derselben Platte aufzunehmen, denn es ist nicht sicher, daß zwei Platten genau dieselbe Empfindlichkeitsverteilung in bezug auf Farbe besitzen. Außerdem können sie — z. B. durch verschiedene Entwicklung — eine verschiedene Grundschwärzung bekommen, und dann ist es nicht möglich, vergleichbare Intensitäten auf den beiden Platten zu bekommen.

2. Die zu vergleichenden Spektren müssen so exponiert werden, daß die zu vergleichenden Spektrallinien eine möglichst gleiche Schwärzung bekommen, und die Schwärzung muß eine mittlere sein, oder man muß die steile Partie der Schwärzungskurve verwenden. Ist die Schwärzung zu groß, sind die Aufnahmen für Intensitätsschätzungen unbrauchbar, und ist die Exposition sehr schwach, wird der Schwellenwert der Schwärzung einen zu großen Einfluß auf die Linien haben. In dem Falle kann eine Linie, für welche die effektive Lichtmenge (it^p) gerade oberhalb des Schwellenwertes liegt, auf der Platte erscheinen, während eine nur ein wenig schwächere Linie gar nicht auftritt.

Am schlimmsten wäre es, wenn man ein überexponiertes Spektrum mit einem unterexponierten vergleichen würde.

3. Für quantitative Messungen der Intensitätsverschiebungen muß eine Schwärzungsskala auf derselben Platte aufgenommen werden. Wenn es sich um kleine Intensitätsvariationen handelt, kann man mit gewisser Vorsicht und Erfahrung auch eine Schwärzungsskala von einer ähnlich behandelten Platte derselben Plattensorte ausnutzen. Für große Intensitätsverschiebungen ist aber dieses Verfahren nicht empfehlenswert.

Bei den von mir im Jahre 1928 gemachten Messungen wurden diese Vorsichtsmaßregeln sorgfältig befolgt. Hauptsächlich um diese Intensitätsmessungen auszuführen, reiste ich selbst nach Tromsö und konnte selbst die Observationen ausführen. Bei diesen Aufnahmen waren die erwähnten Bedingungen für Vergleichbarkeit der Spektren genau erfüllt.

Außerdem ist zu erwähnen, daß eine Linse in einem Abstand gleich der Brennweite vor dem Spalt angebracht war, damit ein bestimmter Teil des Nordlichtes auf dem Spalt abgebildet werden konnte. Dadurch war sichergestellt, daß nur Licht von einem bestimmten kleinen Höhenintervall zur Platte gelangte*).

Es wurde gleichzeitig mit zwei lichtstarken Spektrographen gearbeitet. Mit dem einen, welchen wir mit B bezeichnen werden, erhielt ich zwei Platten, eine mit einem Spektrum vom oberen Rande, eine zweite mit zwei Spektren, wovon das eine dem unteren Rande, das andere der oberen Grenze entsprach (Fig. 2). Auf dem einen Spektrum war die Nordlichtlinie verhältnismäßig stark, auf dem Spektrum für die obere Grenze war wohl das negative Bandenspektrum recht stark, aber die Nordlichtlinie war nicht zu sehen. Da aber die negativen Banden auf dem Spektrum der unteren Grenze bedeutend stärker als auf dem Spektrum der oberen Grenze exponiert waren, kann man aus diesen Spektren keinen Schluß über die mögliche Änderung der relativen Intensität der Nordlichtlinie ziehen.

*) Der Spalt hatte eine horizontale Lage.

Mit dem zweiten Spektrographen *A* dagegen erhielt ich zwei gute Platten, wo die zu vergleichenden Spektren gerade den richtigen Schwärzungsgrad hatten. Auf jeder Platte waren zwei Aufnahmen des Nordlichtspektrums. Das eine Spektrum entsprach dem unteren Rande, das andere entsprach dem etwa 60 km höher liegenden oberen Rande.

Auf jeder Platte wurden von einer konstant gehaltenen Lichtquelle als Schwärzungsskala drei Spektren mit Expositionszeiten, die sich wie 1 : 2 : 4 verhielten, aufgenommen.

Beide Platten wurden mit einem Mollschen Mikrophotometer ausgewertet und die Intensitätsverhältnisse in üblicher Weise ausgerechnet.

Da ich eine Zeitlang sehr viel mit Versuchen über die Lichtemission von verfestigten Gasen beschäftigt war, wurden die Ergebnisse der quantitativen Ausmessungen erst in meiner Nordlichtübersicht im Handb. d. exp. Phys. 25, 453, gegeben.

Da ich hier nur die Zahlenergebnisse kurz erwähnt habe, aber nicht genauer das experimentelle Verfahren und die Vorsichtsmaßregeln beschrieben habe, habe ich es wegen der großen Bedeutung dieser Ergebnisse für richtig gefunden, in dieser Verbindung eine genaue Beschreibung der Versuche zu geben.

In Fig. 1 sind die Photometerkurven, welche den beiden Spektren auf der einen Platte entsprechen, reproduziert. Die obere und die untere Kurve entsprechen dem oberen bzw. dem unteren Rande des Nordlichtes. Die gerade Kurvenstrecke rechts und links, mit S_∞ bezeichnet, entspricht totaler Undurchsichtlichkeit (unendlicher Schwärzung). Man sieht daraus, daß die Linien eine passende Schwärzung haben.

Die Nordlichtlinie und die drei Hauptlinien des negativen Bandenspektrums sind auf der Figur angegeben und mit *abcd* bezeichnet. Die relative Abnahme der Intensität der Nordlichtlinie kann man direkt aus der Figur erkennen, indem man die Linien *a* und *b* vergleicht. In der unteren Kurve ist *a* stärker als *b*, in der oberen *b* stärker als *a*. Ein derartiges Verhalten ist das möglichst günstigste, das man für eine quantitative Ausmessung haben kann.

Die relativen Intensitäten der Spektrallinien *a b c d*, wie sie von den beiden Platten bestimmt sind, sind in Tabelle 1 gegeben.

Tabelle 1.

Linie	Platte I		Platte II	
	Untere Grenze	Oberer Grenze	Untere Grenze	Oberer Grenze
a) 5577	36	26	53	41
b) 4708	52	54	49	49
c) 4278	100	100	100	100
d) 3914	46	47	52	56

Die Intensitäten der Linien jedes Spektrums sind mit einem Faktor multipliziert, so die Intensität der stärksten Linien den willkürlichen Wert 100 bekommt.

Es ist nun ausdrücklich darauf zu achten, daß nur die beiden Spektren auf derselben Platte untereinander vergleichbar sind. Das geht auch ohne weiteres

durch Betrachtung der Zahlen hervor. Vergleichen wir z. B. die Spektren der unteren Grenze der beiden Platten, so sind die relativen Intensitäten recht verschieden, obwohl die wirklichen Linienintensitäten wohl in beiden Fällen dieselben waren.

Man kann dieses Verhältnis so ausdrücken: Die gefundenen relativen Intensitäten sind nicht die wirklichen relativen Intensitäten, wie sie in der Lichtquelle vorhanden sind.

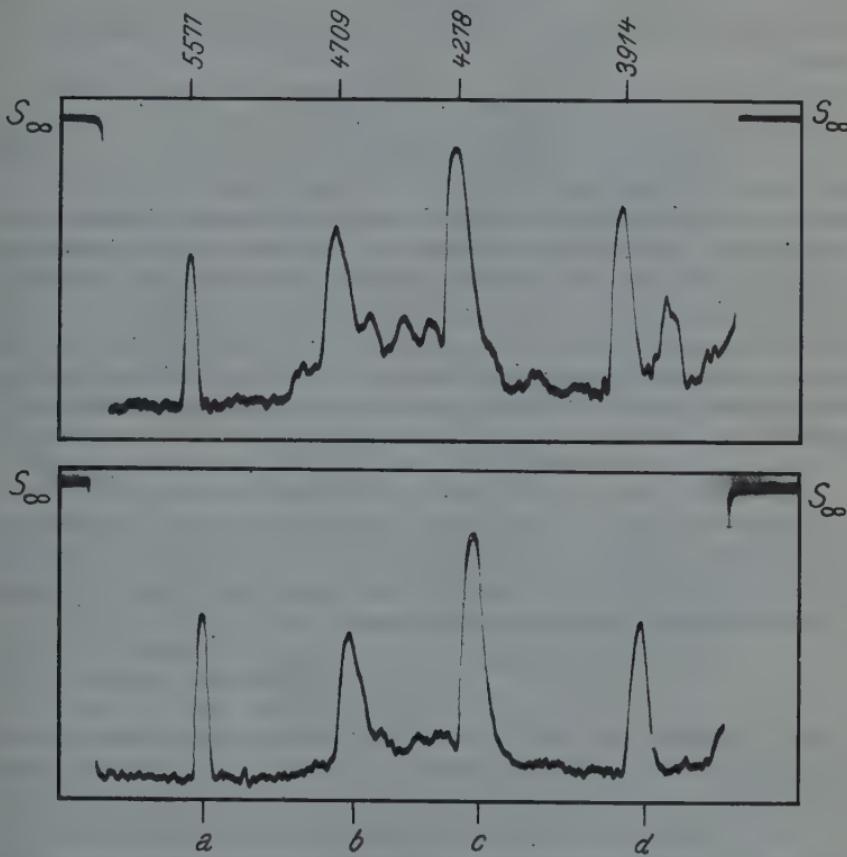


Fig. 1. Mikrophotometerkurven von Spektren.

Der obere und untere Teil des Nordlichts im März 1923 aufgenommen

Um die wirkliche relative Intensität (i) zu bekommen, muß man die aus der Platte gefundenen Relativzahlen mit einem Faktor k multiplizieren. Die Größe k ist eine Funktion der Farbe (Wellenlänge), welche von der Plattensorte und der Apparatur abhängt. Weiter wird praktisch auch k von der Plattenbehandlung und dem Expositionsgrad abhängen. Für zwei Spektren von ungefähr demselben Schwärzungungsgrad auf derselben Platte aber, wo die Platten-

behandlung und die Apparatur für beide Platten als identisch angesehen werden dürfen, ist k als eine Funktion der Wellenlänge anzusehen.

Wollen wir z. B. das Intensitätsverhältnis der Linien a und b vergleichen, so hat man:

$$\frac{i_a}{i_b} = \frac{k_a \gamma_a}{k_b \gamma_b}.$$

Bildet man dieses Verhältnis für die beiden Spektren für obere bzw. untere Grenze, hat man:

$$\left(\frac{i_a}{i_b}\right)_{\text{obere}} = \frac{k_a}{k_b} \left(\frac{\gamma_a}{\gamma_b}\right)_{\text{obere}},$$

$$\left(\frac{i_a}{i_b}\right)_{\text{untere}} = \frac{k'_a}{k'_b} \left(\frac{\gamma_a}{\gamma_b}\right)_{\text{untere}}.$$

Wären nun die beiden Spektren auf verschiedenen Platten aufgenommen, so weiß man nicht, wie sich k' und k verhalten, und aus den Intensitätsverhältnissen der auf der Platte gefundenen Relativintensitäten γ kann man im allgemeinen nicht auf die wirklichen relativen Intensitätsverhältnisse schließen.

Für zwei Spektren auf derselben Platte, mit demselben Apparat und mit ausgefülltem Objektiv aufgenommen, hat man $k = k'$. Die Änderung der wirklichen relativen Intensitätsverteilung kann man durch das Doppelverhältnis D ausdrücken, wo

$$D = \frac{(i_a/i_b)_{\text{obere}}}{(i_a/i_b)_{\text{untere}}} = \frac{(\gamma_a/\gamma_b)_{\text{obere}}}{(\gamma_a/\gamma_b)_{\text{untere}}}.$$

Die unbestimmten und unbekannten Konstanten k und k' fallen aus, und man kann das Doppelverhältnis D mir Hilfe der aus der Photometerkurve und der Schwärzungsskale berechneten Intensitäten γ aus obenstehender Formel berechnen.

Aus den Zahlen der Tabelle 1 findet man:

$$D \text{ für Platte I } 0,695,$$

$$D \text{ „ „ II } 0,77.$$

Der Unterschied der beiden Zahlen kann teilweise auf unvermeidlichen Messungsfehler beruhen. Der Unterschied ist doch wohl reell und darauf zurückzuführen, daß die beiden Platten Nordlichtern zu verschiedenen Zeiten mit etwas verschiedener durchschnittlicher Höhe der oberen Grenze entsprechen.

Vergleicht man in der Tabelle 1 die Zahlen für die zwei Spektren derselben Platte, finden wir, daß die relative Intensität der Linien des negativen Bandenspektrums sich nicht mit der Höhe ändert. Würde man aber Spektren von verschiedenen Platten miteinander vergleichen, so findet man, daß die beiden Platten verschiedene Relativzahlen der negativen Bandenlinien geben. Dieser Unterschied aber ist nicht reell, sondern beruht darauf, daß Spektren von verschiedenen Platten nicht vergleichbar sind.

Die gefundene relative Herabsetzung mit der Höhe von der Intensität der Nordlichtlinie im Verhältnis zu den negativen Stickstoffbanden entspricht einem

durchschnittlichen Höhenunterschied von etwa 60 km. Würde man annehmen, daß diese Herabsetzung sich unverändert bis zu den größten Nordlichthöhen fortsetzt, so würde man z. B. leicht die Abnahme der relativen Intensität der Nordlichtlinie mit der Höhe berechnen können.

Wir werden annehmen, daß wir ein Spektrum von der unteren Grenze mit einem aus der Höhe von 400 m vergleichen. Bezeichnet man das entsprechende Doppelverhältnis mit D_{100}^{400} , so bekommt man:

$$D_{100}^{400} = (D_{100}^{160})^5 = (3/4)^5 = 0,21.$$

Nach dem von mir nachgewiesenen und gemessenen Verschiebungseffekt sollte man also erwarten, daß die relative Intensität der Nordlichtlinie am unteren Rande etwa 300% größer ist als in einer Höhe von etwa 400 km.

Die von mir gefundene Höhenverschiebung entspricht den Verhältnissen innerhalb des Sonnenschattens (Nachtseite). Nun wäre es allerdings von großem Interesse zu wissen, ob für dieselbe Höhe eine Intensitätsverschiebung zwischen sonnenbelichteten und nicht sonnenbelichteten Strahlen stattfindet, oder man könnte die Intensitätsverschiebung der unteren Grenze eines Nordlichtes an der Nachtseite als Vergleichsspektrum anwenden. Denkt man sich, daß noch in einer bestimmten großen Höhe Spektren von nicht sonnenbelichteten Strahlen und von sonnenbelichteten Strahlen aufgenommen wurden, fragt es sich, ob die sonnenbelichteten Strahlen gegenüber dem Vergleichsspektrum der unteren Grenze eine größere Verschiebung geben als die von mir für die nicht sonnenbelichteten gefundene.

Die von Störmer veröffentlichten Spektren, welche von Moxnes aufgenommen sind, sollten sonnenbelichteten Strahlen entsprechen. Nun haben sie aber keine quantitative Messungen gemacht, so daß ein quantitativer Vergleich mit dem von mir gefundenen Effekt nicht möglich ist.

Nach dem schon früher nachgewiesenen Verschiebungseffekt sollte man für das große Höhenintervall, welchem die Störmerschen Aufnahmen entsprechen, eine sehr große Verschiebung erwarten.

Wenn man aber das spektrographische Material von Störmer näher betrachtet, so findet man, daß man daraus leider auch keine qualitativen Schlüsse über die Intensitätsvariationen mit der Höhe ziehen kann, denn keine der für die photometrischen Messungen der spektralen Intensitätsvariationen erwähnten notwendigen Bedingungen ist eben annähernd erfüllt.

Die zu vergleichenden Spektren sind nicht auf derselben Platte aufgenommen, und was noch schlimmer ist, die Spektren, welche den sonnenbelichteten Strahlen entsprechen, sind äußerst schwach exponiert, während das einzige Spektrum, welches Nordlichtern im Sonnenschatten entspricht, stark überexponiert ist.

Wie aus den vorangehenden Überlegungen hervorgeht, ist es klar, daß ein solches Material für Auswertung möglicher Intensitätsverschiebungen unbrauchbar ist.

Bei den schwach exponierten Spektren, welche der größeren Höhe entsprechen, findet er, daß die Nordlichtlinie beinahe verschwindend schwach ist. Da man hier

in der Nähe des Schwellenwertes der photographischen Wirkung ist, kann man eigentlich nicht sagen, wie sich die Intensität im Verhältnis zu derjenigen der Stickstoffbanden verhält, und man kann auch nicht sagen, ob dieses Verhältnis anders ist als bei den tiefer liegenden, nicht sonnenbestrahlten Nordlichtern.

Das geht ohne weiteres aus den folgenden Tatsachen hervor:

Die von Störmer mitgeteilten photometrischen Kurven zeigen, daß auch am unteren Rande die Nordlichtlinie eine geringere Schwärzung hat,

als die drei stärkeren negativen Bandenlinien 4708, 4278, 3914.

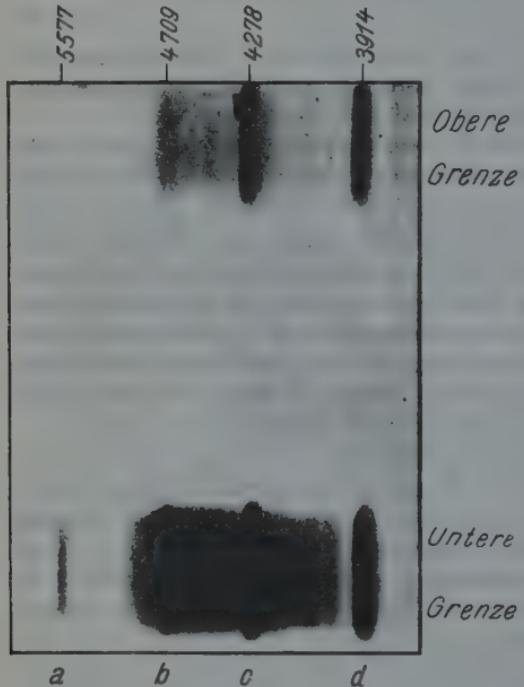


Fig. 2. Aufnahmen verschiedener Schwärzung.

Mit Spektrograph B am 26. März aufgenommen.
Höhenunterschied etwa 60 km

Grenze (Fig. 2) recht schwach war, und da auch in meinem Falle die Schwärzung der Nordlichtlinie kleiner war als diejenige der negativen Stickstoffbanden, so bekam ich am oberen Rand ein Spektrum, wo ein recht starkes Stickstoffspektrum zu beobachten war — die Nordlichtlinie aber war ganz verschwunden.

Obwohl beide Spektren auf derselben Platte aufgenommen waren und die Aufnahmen diese Forderung der Vergleichbarkeit erfüllten, so habe ich doch sofort eingesehen, daß die Spektren nichts in bezug auf eine mögliche Änderung der relativen Intensität der Nordlichtlinie aussagen können. Daß der anscheinend sehr große Effekt nicht reell ist, geht ohne weiteres daraus hervor, daß die beiden

Nun ist bei den Aufnahmen, welche den hohen Strahlen entsprechen, das Nordlichtspektrum so schwach, daß eben die Stickstofflinie 4708, welche also am unteren Rand schon stärker als die Nordlichtlinie ist, so schwach ist, daß sie gerade sichtbar ist. Selbst wenn keine Intensitätsverschiebung mit der Höhe stattfand, müßte notwendigerweise die Nordlichtlinie an der Grenze oder unterhalb der beobachtbaren liegen.

In meinem Material aus 1923 habe ich auch, wie schon erwähnt, einen ähnlichen Fall gehabt. Mit dem einen Spektrographen erhielt ich für die untere Grenze ein sehr stark überexponiertes Spektrum (Fig. 2), während dasjenige für die obere

Spektren zu derselben Zeit aufgenommen wurden, wie die schon beschriebene Platte 2, welche mit dem zweiten Spektrographen aufgenommen wurde. Diese Platte ergab richtig exponierte und auswertbare Spektren, und führte zu der schon erwähnten Intensitätsverschiebung von etwa 25%.

Aus den Störmerschen Aufnahmen kann man deshalb leider keinen Schluß betreffs einer Variation der Intensitätsverteilung im Nordlichtspektrum ziehen. Noch weniger kann man irgend etwas quantitatives aussagen. Nun ist jedoch — wie erwähnt — ein Effekt vorhanden, und wie meine Messungen zeigen, ist für das von Störmer untersuchte Höhenintervall eine große relative Intensitätsabnahme der Nordlichtlinie im Vergleich mit den Stickstoffbanden vorhanden. Hieraus folgt, daß selbst wenn man aus den Störmerschen Aufnahmen auf das Vorhandensein einer Intensitätsverschiebung schließen könnte, dies durch den von mir gefundenen Höheneffekt erklärbar wäre, und man könnte überhaupt nichts über die mögliche direkte Wirkung der Sonnenstrahlung auf die spektrale Intensitätsverteilung aussagen.

Nun ist es allerdings eine sehr interessante Aufgabe, den Verschiebungseffekt, welchen ich für geringere Höhenintervalle quantitativ festgelegt habe, auch für größere Intervalle zu messen.

Weiter wäre es von großem Interesse, wenn man Spektren von Nordlichtstrahlen an der Nachtseite und von sonnenbelichteten Strahlen für dieselbe Höhe aufnehmen und unter vergleichbaren Umständen in bezug auf Intensitätsverteilung messen könnte. Man würde dann die wichtige Frage beantworten können, ob die Sonnenstrahlung einen mehr direkten Einfluß auf die Intensität der Nordlichtlinie ausübt.

Die Bedeutung des Verschiebungseffekts für die Theorie der höheren Atmosphärenschichten. § 4. Wie schon in früheren Arbeiten erwähnt, ist der gefundene Verschiebungseffekt von großer Bedeutung für unsere Kenntnis an den höheren Atmosphärenschichten. Erstens konnte daraus der Schluß gezogen werden, daß die grüne Nordlichtlinie nicht von einem leichten Gase emittiert sein kann, wenn man annimmt, daß die Materie in der Form von Gasen in ideellem Gleichgewicht vorhanden ist.

Wenn man den Verschiebungseffekt im Lichte der verschiedenen Anschauungen über die Konstitution der höchsten Atmosphärenschichten betrachtet, so findet man, daß die Kristallstaubhypothese in gutem Einklang mit dem Effekt steht. Ja, man kann sagen, daß der Effekt als eine notwendige Folge dieser Hypothese anzusehen ist. Denn wenn man ein Gemisch von Gasmolekülen, Ionen, geladenen und ungeladenen Kristallkörnchen in den oberen Atmosphärenschichten vor sich hat, muß die relative Konzentration der kondensierten schwereren Kristallkörnchen, welche nach meiner Auffassung die grüne Nordlichtlinie gibt, mit der Höhe abnehmen.

Nach dieser Auffassung sollte man auch erwarten, daß die Intensität der grünen Nordlichtlinie, mit den Stickstoffbandenlinien verglichen, für sonnen-

belichtete Nordlichtstrahlen geringer ist, als sie für dieselbe Höhe eines an der Nachtseite auftretenden Strahles sein sollte.

Die Störmerschen Aufnahmen sind gewissermaßen auf die Beantwortung dieser Frage gerichtet, aber wie wir gesehen haben, kann man aus seinen Versuchen keinen Schluß ziehen.

Die Störmerschen Spektralaufnahmen von sonnenbelichteten Nordlichtern sind jedoch insofern von Interesse, als sie zeigen, daß es unter günstigen Umständen wohl möglich sein wird, so gute Spektren von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen aufzunehmen, daß man die Frage beantworten kann, ob die Sonnenstrahlen einen Einfluß auf die Intensitätsverteilung im Nordlichtspektrum haben. Könnte man zeigen, daß die relative Intensität der Nordlichtlinie für sonnenbelichtete Strahlen geringer ist als für Nordlichter im Erdschatten, so würde dies ein kräftiges Argument zugunsten meiner Stickstoffstaubhypothese liefern.

Andererseits ist die von MacLennan vorgeschlagene Deutung der Nordlichtlinie mit dem gefundenen Verschiebungseffekt schwer vereinbar. Er meint, die Linie stamme von Sauerstoffatomen. Diese Atome sind viel leichter als die sonstigen Gasmoleküle, und da den geladenen Ionen von geringer Masse von dem elektrischen Felde eine recht große aufwärts gerichtete Geschwindigkeit erteilt werden muß, sollte man notwendigerweise eine relative Zunahme der Intensität der Nordlichtlinie mit steigender Höhe erwarten.

Zu diesen Schwierigkeiten des MacLennanschen Deutungsversuchs kommt noch eine Reihe anderer, welche ich kurz in meiner Übersicht im Handbuch der Physik erwähnt habe. Eine Schwierigkeit ist, daß der Sauerstoff, welcher nur in relativ sehr kleinen Mengen vorhanden ist, die stärkste Linie im Spektrum geben sollte, ohne daß überhaupt andere Sauerstofflinien vom Nordlichtspektrum vorhanden sind.

Die MacLennansche Deutung begegnet auch der Schwierigkeit, daß mehrere andere Linien in Rot und Grün unerklärt bleiben.

Es ist auch in dieser Verbindung von Interesse, darauf aufmerksam zu machen, daß nach der MacLennanschen Deutung die relative Intensität der Nordlichtlinie in sonnenbestrahlter Materie größer sein dürfte als im Erdschatten, denn die Sonnenstrahlung muß ja in erster Linie die für die MacLennansche Deutung notwendige Spaltung der Sauerstoffmoleküle bewirken. Eine Herabsetzung der Intensität der Nordlichtlinie in sonnenbelichteter Atmosphäre läßt sich deshalb kaum mit der MacLennanschen Deutung in Einklang bringen.

Auf der Grundlage der Stickstoffstaubhypothese dagegen kann man mit Hilfe der vier typischen Banden des festen Stickstoffs N_1 , N_2 , N_3 , N_4 die typischen roten und grünen Linien und Banden des Nordlichtspektrums erklären.

Eine ausführlichere Diskussion dieser Frage muß für eine spätere Veröffentlichung in Verbindung mit meinen Versuchen über das Leuchten des festen Stickstoffs vorbehalten werden.

Oslo, Physikalisches Institut, November 1929.

Nochmals: Zur Frage der Laufzeitkurven

Von B. Gutenberg, Frankfurt a. M.

Im Anschluß an eine Veröffentlichung von G. Krumbach über Laufzeitkurven werden prinzipiell Fehlerquellen bei der Aufstellung neuer Laufzeitkurven erörtert und Hinweise für die Unterschiede der Laufzeiten der Longitudinalwellen bei verschiedenen Beben gegeben.

Zu den wichtigsten Problemen der Seismologie gehört die Feststellung der Laufzeitkurven, da auf ihnen die Folgerungen über die Wellengeschwindigkeiten und somit auch der Elastizitätskoeffizienten im Erdinnern beruhen, andererseits aber auch wiederholt festgestellt wurde, daß anscheinend verschiedene Laufzeitkurven für die gleiche Wellenart existieren, was weitere interessante Ergebnisse über die Ausbreitung der Wellen erhoffen läßt. Da es sich bei den in den letzten Jahren aufgetauchten Problemen um Zeitdifferenzen von Sekunden handelt, ist es unbedingt notwendig, daß man die Laufzeitkurven so kritisch wie möglich betrachtet. Aus diesem Grunde hatte der Verfasser darauf hingewiesen¹⁾, daß die älteren Laufzeitkurven einen systematischen Fehler besitzen, daß also auch die von Herrn Krumbach aus diesen Kurven abgeleiteten mittleren Kurven²⁾ den gleichen systematischen Fehler enthalten müssen. Eine Berechnung dieses Fehlers wurde mangels geeigneter Grundlagen nicht versucht, er wurde lediglich auf Grund der Unterschiede gegen die auf Grund des besten Beobachtungsmaterials gewonnenen Laufzeitkurven von A. Mohorovičić zu 4 Sekunden geschätzt. In einer weiteren Untersuchung befaßt sich nunmehr Herr Krumbach³⁾ erneut mit diesen Fragen. In Anbetracht der Bedeutung des Problems sei daher im folgenden kurz nochmals auf dessen prinzipielle Seite eingegangen.

Herr Krumbach verweist zunächst darauf, daß sowohl Zöppritz wie Mohorovičić von der Epizentralzeit ausgehen. Das ist richtig; daraus folgt aber nicht, daß kein prinzipieller Unterschied durch den Einfluß der Herdtiefe, von dem Herr Krumbach in diesem Absatz spricht, vorhanden ist. Die folgenden Zahlen beweisen das Gegenteil⁴⁾:

Distanz in km	Laufzeit in Sekunden nach				
	Zöppritz	Mohorovičić	0 km	25 km	55 km Herdtiefe
80	12	15	11	7	
500	69	77	69	59	
1000	136	140	131	122	
1500	199	202	194	184	

¹⁾) Zöppritz verweist selbst darauf, daß er die Herdtiefe Null voraussetzt, und daß dadurch ein Fehler von „wenigen Sekunden“ entsteht. Seine Nahstationen (Distanz unter 1000 km) waren Messina, Catania, Ischia und Rocca di Papa. Auch heute würden diese bei absolut richtigen Zeitangaben die Bestimmung der Herdzeit nur auf einige Sekunden genau zulassen.

In der ohne Kenntnis der Herdtiefe und der Wellengeschwindigkeit in den obersten Schichten von Zöppritz angenommenen Laufzeit von 12 Sekunden liegt eine Unsicherheit. Wenn der hierdurch bedingte Fehler nur 1 Sekunde betragen würde, so wäre das erfreulich, die ganze Differenz kann sich nur aus einzelnen Sekunden zusammensetzen und bei der Verbesserung einer Laufzeitkurve, die in weiten Gebieten auf 5 Sekunden, an den schlechtesten Stellen auf ± 10 Sekunden unsicher ist, kommt es gerade auf die Fehler von 1 Sekunde an!

„Das Ausgangsmaterial der mittleren Laufzeitkurve kann ... nicht einen systematischen Fehler enthalten, der die Abweichungen der beiden Kurven erklären ließe“ (S. 305). Das möchte ich auch nicht behaupten, ich habe vielmehr diesen Fehler, wie erwähnt, nur auf 4 Sekunden geschätzt.

Herr Krumbach hat diese Laufzeiten nun wieder zur Bestimmung der Herdzeit von 68 Beben verwandt und somit nun die neuen aus diesen gewonnenen Laufzeiten mit dem gleichen Fehler erhalten. Gerade die nochmälige Wiederholung dieses Verfahrens wollte ich durch meine erste Veröffentlichung verhindern. Wenn man schon die alten Laufzeitkurven, die auch ich jederzeit als vorzüglich anerkannt habe, verbessern will, so bleibt hierzu nur ein Weg: Man muß die Epizentra der benutzten Beben möglichst ohne Laufzeitkurve aus Nahstationen bestimmen, die Herdtiefe und die Epizentralzeit so genau als möglich festzulegen versuchen, und dann aus den Einsätzen an den weiteren Stationen die Laufzeitkurven ableiten. Eine Verwendung von Berichten ist hierbei so weit als möglich zu vermeiden, da die von mir seit 15 Jahren immer wieder bekämpfte Unsitte vieler Stationen, auf die ja auch Herr Krumbach hinweist, die Diagramme nach den Laufzeitkurven zu bearbeiten, auch heute noch unvermindert in Übung ist. Jedenfalls ist die Lösung des Laufzeitkurvenproblems nicht dadurch zu erwarten, daß eine große Zahl von Berichten über viele Erdbeben benutzt wird, sondern nur durch ein eingehendes Studium möglichst aller Aufzeichnungen der sehr wenigen Beben, bei welchen der Herd inmitten einer größeren Zahl von Nahstationen mit guten Zeitangaben liegt; obwohl man sich hierbei auf die gewiß nicht übertriebene Forderung einer Zeitgenauigkeit von 1 Sekunde beschränken darf, treffen beide Voraussetzungen zusammen doch nur in ganz wenigen Fällen zu. Auf der anderen Seite hat aber die Benutzung von Beben mit schwachen Vorläufern in allen Distanzen keinen Zweck. Möglicherweise sind nur die „sehr frühen Einsätze im Seismogramm ...“, die nur bei Stationen mit sehr empfindlichen Instrumenten oder bei besonders starken Beben registriert werden“ (S. 305), die direkten Longitudinalwellen (vgl. die Ergebnisse von Berlage und Visser für Fernbeben, von Matuzawa u. a., sowie von Conrad für Nahbeben); die späteren, kräftigeren Wellen, die normalerweise an allen Stationen gefunden werden, sind vielfach an den Unstetigkeitsflächen der Erdkruste erzeugte Wechselwellen. Zur Feststellung der Laufzeitkurven sind solche Einsätze natürlich ungeeignet!

Die Frage nach der Ursache der Unterschiede zwischen den Laufzeitkurven bei verschiedenen Beben ist damit nicht gelöst, denn die Unterschiede sind zweifellos

wesentlich größer. In manchen Fällen mag daran die Herdtiefe schuld sein, entsprechend der Vermutung von Turner, in anderen Fehler der Herdbestimmung. Darüber hinaus bleibt aber die Feststellung von A. Mohorovičić, daß bei dem gleichen Beben an verschiedenen Stationen Einsätze von verschiedenen Laufzeitkurven der gleichen Wellenart festgestellt werden. Ob diese Einsätze auf bestimmten immer wieder feststellbaren Laufzeitkurven liegen, die anscheinend um Vielfache von etwa 8 Sekunden voneinander entfernt sind, bedarf noch weiterer Untersuchungen.

Zur Klärung der Frage, ob diese Erscheinung vielleicht durch anomale Dispersion bedingt ist, wurden auf dem Taunusobservatorium nebeneinander zwei Galitzinpendel mit verschiedenen Perioden (etwa 3 und 20 Sekunden) aufgestellt⁴⁾, von denen das eine nur die kurzen Wellenperioden, das andere nur die langen stark vergrößert, so daß man auf dem Registrierbogen nebeneinander die Registrierung aller kurzen Wellen des Bebens und die der längeren Wellen erhält. Es zeigte sich nun seither unter anderem, daß in sehr vielen Fällen die kurzen Longitudinalwellen vor den langen erkennbar sind, manchmal beide gleichzeitig, nie die langen zuerst. Dispersion ist hiernach unwahrscheinlich; andererseits zeigen die Fälle, in denen die ersten kurzen Wellen scharf, allerdings mit kleinen Amplituden, einsetzen, während die längeren erst viele Sekunden später in der Bodenruhe erkennbar sind, daß mancher Einsatz gutgläubig als *P* angegeben und bei der Verwendung in den Laufzeitkurven als solcher eingetragen wird, während es sich in Wirklichkeit um eine vielleicht geringfügige Anschwellung der bereits vorher vorhandenen, aber nicht erkennbaren, Wellen handelt. Umgekehrt ist die Wahrscheinlichkeit, daß man einen Einsatz zu früh ansetzt (etwa durch Zeitfehler), bei scharf ausgeprägten, wenn auch kleinen Wellen, viel kleiner. Aus diesem Grunde besitzen die frühen Einsatzzeiten eine wesentlich größere Wahrscheinlichkeit als die späten. Wenn man nun durch Anhäufen von Beobachtungsmaterial und Mittelbildung aus allen seither ausgearbeiteten Laufzeitkurven zu neuen Kurven kommt, die in bestimmten Bereichen naturgemäß im Laufe der Zeit immer geringere „mittlere Fehler“ haben, so sind das Rechenergebnisse. Was wir bei dem jetzigen Stande der Wissenschaft brauchen, sind die möglichst genau unabhängig von irgendwelchen älteren Kurven gewonnenen Laufzeitkurven für einzelne Beben, sei es in der Form einer neuen Laufzeitkurve, wie dies P. Byerly im Falle des Montanabebens gemacht hat, sei es unter Angabe der Abweichungen gegen die Wiechert-Zoeppritz'sche Kurve, wie es der Verfasser im Falle des Japanbebens versucht hat. Wenn man so systematisch weiter vorgeht, wird man schließlich auch den Grund für die Unterschiede finden.

Literatur.

¹⁾ Zeitschr. f. Geophys. 2, 305 (1926).

²⁾ Ebenda 1, 360 (1925).

³⁾ Ebenda 5, 303 (1929).

⁴⁾ B. Gutenberg: Registrierungen mit zwei Galitzinpendeln verschiedener Periode. Gerlands Beitr. z. Geophys. (im Druck).

Erwiderung zur vorstehenden Arbeit von Herrn Prof. Gutenberg

Von G. Krumbach, Jena

In der vorstehenden Arbeit wendet sich Herr B. Gutenberg nochmals gegen die von mir aufgestellte mittlere Laufzeitkurve, die mit Hilfe eines größeren Beobachtungsmaterials geprüft und verbessert wurde.

Diese Aufstellung hatte den Zweck, bei der großen Reihe von Laufzeitkurven, die noch heute je nach der Einstellung des Bearbeiters gleichzeitig nebeneinander verwendet werden, eine gewisse Vereinheitlichung zu erzielen, da mir nicht erwiesen schien, welcher von diesen Kurven der Vorzug zu geben sei.

Nach der Auffassung von Herrn Gutenberg sind alle Kurven, welche sich auf Wiechert-Zoeppritz stützen, nicht für die Bestimmung von Epizentrum und Stoßzeit verwendbar. Ebenso müßte eine allgemeine Verwendung der in den Stationsberichten veröffentlichten Ergebnisse der Auswertungen abgelehnt werden.

Es sei nun bemerkt, daß auch bei der Bearbeitung des „International Summary“ sowohl die Laufzeitkurven von Turner, die sich eng an Wiechert-Zöppritz anlehnern, und ausschließlich Beobachtungsmaterial aus den Berichten der einzelnen Stationen verwertet werden.

Auch bei der grundlegenden Arbeit von A. Mohorovičić über die Laufzeitkurven wurde nicht nur aus den Sammelberichten von H. H. Turner (International Summary) das Beobachtungsmaterial von 18 Beben aus dem Jahre 1918 und 14 Beben aus dem Jahre 1916 verwertet, sondern sogar eine Reihe von Epizentren übernommen, wobei von ihm ausdrücklich darauf hingewiesen wurde, daß Turner nur der Hodograph von E. Wiechert für die P- und S-Wellen zur Verfügung stand. (S. 99, Hodografi longitudinalnih i transversalnih valova potresa. Sitzung der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung vom 20. Mai 1921.)

Durch eine Ablehnung der Verwendung von Stationsberichten würde die von den Stationen geleistete Arbeit der Auswertung der Seismogramme zum großen Teil überflüssig gemacht werden. Es muß vielmehr erstrebt werden, die von Herrn Gutenberg und mir ausgesprochenen Mängel der Bearbeitung zu beseitigen, so daß die von den Stationen geleistete wertvolle Vorarbeit wirklich verwertet werden kann.

Als einen besonderen Mangel der mittleren Laufzeitkurve bezeichnet Herr Gutenberg ferner, daß bei der Aufstellung ihrer Grundlagen die Herdtiefe nicht berücksichtigt sei. Für die Verbesserung von Laufzeitkurven kämen daher nur monographische Bearbeitungen von Beben in Frage, bei denen die Vorgänge im Herdgebiet selbst durch ein genügend dichtes Stationsnetz bekannt und eine Bestimmung der Herdtiefe möglich wäre. Nach der Fußnote S. 57 reichen sogar die absolut richtigen Zeitangaben von vier Nahstationen unter 1000 km Herdentfernung für eine genaue Bestimmung der Herdzeit nicht aus.

Eine Unsicherheit in der Bestimmung der Herdzeit dürfte doch wohl nur zu einer entsprechenden Parallelverschiebung der Laufzeitkurve führen. Eine

konstante Abweichung für alle Entferungen wird aber bei dem Vergleich der „mittleren“ und der Mohorovičić-Kurve nicht beobachtet.

Für eine Bearbeitung unter den Voraussetzungen von Herrn Gutenberg kämen als Epizentralgebiete mit einem genügend dichten Stationsnetz nur noch Mitteleuropa und Japan in Frage. In Mitteleuropa treten keine Weltbeben auf. Für die Untersuchung der Ausbreitung der Wellen bei Weltbeben mit gesicherten Herden und Stoßzeiten bliebe nur noch Japan übrig.

Eine große Schwierigkeit liegt auch heute noch in der Bestimmung der Herdtiefe, wie gerade die Arbeiten von Herrn Gutenberg über die Bestimmung der Herdtiefe des Mitteleuropäischen Bebens zeigen. Nachdem zunächst in der ausführlichen Bearbeitung*) ausgesprochen wurde, „daß es unmöglich sei, aus Laufzeitbeobachtungen auf die Herdtiefe zu schließen, solange nicht Beobachtungen aus der nächsten Nähe des Herdes vorliegen, die auf 0.1 bis 0.2 Sek. unsicher sind“, wurden dann doch unter Verfeinerung der Methoden von ihm folgende Werte bestimmt:

$$h = 45 \text{ bis } 60 \text{ km}^{**}), \quad h = 35 \text{ km}^{***}), \quad h = 40 \text{ km}^†).$$

Jede Neubearbeitung der Herdtiefe, die einen anderen Wert ergibt, müßte nach Herrn Gutenberg eine neue Laufzeitkurve ergeben.

Bei den japanischen Beben treten noch weitere Komplikationen auf. Die Abweichungen der Geschwindigkeit der Vorläuferwellen P_n , P^* , \bar{P} zeigt, daß in Japan ein anderer Aufbau der Oberflächenschichten als in Europa vorhanden ist. Daher haben die aus Nahbebenbeobachtungen gewonnenen keine allgemeine Gültigkeit. Außerdem sollen nach den neuesten Untersuchungen in Japan große Unterschiede in den Herdtiefen (bis 400 km) auftreten.

Hieraus ergibt sich, daß die von Herrn Gutenberg geforderte Berücksichtigung der Herdtiefe, selbst bei Verwendung eines so guten Beobachtungsmaterials wie das des Mitteleuropäischen Bebens, sehr schwierig ist und daher Unsicherheiten in der Bestimmung der Herdzeit und damit auch des Verlaufes der Laufzeitkurven bestehen bleiben.

Nach den Untersuchungen von Visser und Berlage findet bei dem Durchgang der Wellen durch eine in geringerer Tiefe im Bereich der einzelnen Stationen gelegenen Schicht eine Aufspaltung der Vorläuferwelle in einen longitudinalen und einen transversalen Ast statt, so daß nur die ersten kleinen Einsätze im Seismogramm dem longitudinalen und die starken Einsätze dem transversalen Teile der Welle, also einer Wechselwelle entsprächen.

Diese Wechselwellen (P -Wellen der „mittleren“ Laufzeitkurve) sind nach Herrn Gutenberg für die Aufstellung von Laufzeitkurven ungeeignet! Zunächst einmal muß die Zeitdifferenz zwischen der ersten schwachen und der stärkeren Welle je nach dem Untergrund der einzelnen Stationen verschieden sein, und es müssen sich daher bei der Verwendung dieser Einsätze zur Aufstellung allgemeiner

*) Veröffentl. d. Zentralbureaus. B. Gutenberg: Die mitteleuropäischen Beben.

**) Zeitschr. f. angew. Geophys., Bd. 1; Sieberg: Erdbebenkunde.

***) Gerlands Beitr. z. Geophys. 15, 61 (1926).

†) Ebenda 18, 381 (1927).

Laufzeitkurven größere Unsicherheiten ergeben. Dann aber auch sind alle grundlegenden Arbeiten der Seismologie ohne Berücksichtigung dieser neueren Ergebnisse, bei welchen diese feinen Unterschiede zum Ausdruck kommen, ausgeführt worden. Nach Visser und Berlage sind mit den starken Einsätzen die Azimutbestimmungen durchführbar. Ebenso sind die Feststellungen über den Aufbau des tiefen Erdinnern mit Hilfe der älteren Laufzeitkurven gewonnen worden.

Auf Grund dieser Tatsachen dürfte es daher wohl zulässig sein, auch diese Einsätze, gerade weil sie „normalerweise an allen Stationen gefunden werden“, bei Laufzeituntersuchungen zu berücksichtigen, wenn ihnen vielleicht auch, wie es scheint, bei der Weiterentwicklung der Seismik eine andere Bedeutung als bei den anfänglichen Untersuchungen beigelegt werden muß.

Gerade meine letzte Arbeit sollte die großen Schwierigkeiten zeigen, eine allgemeine Laufzeitkurve aufzustellen. Jedes Beben besitzt seine eigene Laufzeitkurve, und auch die Zusammenfassung aller aus monographischen Bearbeitungen einzelner Beben gewonnenen Laufzeitkurven kann immer wieder nur zu einer „mittleren“ Kurve führen, die keiner der Ausgangskurven in ihrem ganzen Verlauf entspricht. Eine gewisse Unsicherheit wird aber stets bestehen bleiben, da, wie oben noch einmal gezeigt wurde, die örtlichen Verhältnisse im Aufbau des Herdgebietes, die Herdtiefe, die Geologie des Wellenweges und selbst der Untergrund der Station eine große Rolle spielen.

Die Bearbeitung der Seismogramme durch die Stationen darf sich daher nicht nur auf die Feststellung der in den Laufzeittabellen festgelegten Phasen beziehen, sondern es müssen alle stärkeren auffallenden Einzelheiten unabhängig von theoretischen Erwägungen berücksichtigt werden. Welche Möglichkeiten sich bei diesen Arbeitsmethoden noch eröffnen, zeigen die Untersuchungen der Registrierungen des Neuseelandbebens durch V. Conrad*), bei denen außer bekannten, zum Teil durch die Theorie vorausgesagten Einsätzen noch weitere 24, größtenteils sehr deutliche Einsätze festgestellt wurden.

Die widersprechenden Anschauungen und die oben dargelegten Schwierigkeiten in der Analyse der Seismogramme zeigen die Wichtigkeit einer allgemeinen Zusammenarbeit zur Aufstellung neuer Richtlinien für die Verwendung von Laufzeitkurven und für die Auswertung der Registrierungen, damit die Stationsberichte wirklich wieder das darstellen, was der einzelne Bearbeiter erstrebt, nämlich eine sichere Grundlage für weitere Arbeiten.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, im Februar 1930.

Bemerkungen zu der vorstehenden Erwiderung

Von B. Gutenberg, Frankfurt a. M.

In der vorstehenden Erwiderung hat Herr G. Krumbach meine Ansichten klar wiedergegeben und eine Reihe weiterer Konsequenzen daraus gezogen,

*) V. Conrad: Einsätze in Fernbebendiagrammen. Gerlands Beitr. 24, 353 (1930).

mit denen ich in allen wesentlichen Punkten einverstanden bin, wenn ihre Durchführung auch auf manche Schwierigkeit stößt. Nur in wenigen Punkten möchte ich die Ausführungen ergänzen:

Die Frage, ob jedes Beben zu den gleichen Wellengeschwindigkeiten im Erdinnern oder, was das gleiche ist, zu der gleichen Laufzeitkurve für eine bestimmte Herdtiefe führt, ist wohl jetzt das wichtigste Problem bei der Untersuchung der Fernbeben. Es schien in der letzten Zeit, als ob in der Tat die Abweichungen der einzelnen Laufzeitkurven verschiedener Beben voneinander so groß sind, daß eine Kurve der Wellengeschwindigkeiten im Erdinnern den Beobachtungen nicht mehr genüge. Die Ergebnisse über die großen Herdtiefen, über den verschiedenartigen Bau der Erdkruste, über die Verschiedenheit der ersten Einsätze lassen jedoch die Möglichkeit wieder offen, daß derartige Einflüsse die gefundenen Modifikationen bestimmen, zusammen vielleicht mit irgendwelchen Vorgängen bei der Wellenfortpflanzung, die von einer Variablen der Welle, also etwa der Amplitude, oder, was wahrscheinlicher ist, von der Periode abhängt. Diese Probleme können nur an Hand von Originalaufzeichnungen untersucht werden, die zur vollen Ausnutzung einzeln vergrößert und viel genauer studiert werden müssen, als es bei der Abfassung von Stationsberichten möglich ist.

Für die Lokalisierung der Herde müssen die alten Laufzeitkurven nach wie vor verwandt werden, und zwar möglichst die beste. Das scheint mir und anderen Seismologen mit langjähriger praktischer Erfahrung, z. B. Macelwane, die Kurve von A. Mohorovičić zu sein. Daß sie Verbesserungsbedürftig ist, habe ich nie bezweifelt, eine solche Verbesserung kann aber nicht mit Hilfe von Laufzeiten geschehen, die auf Grund von mit einem systematischen Fehler behafteten Herdzeiten gewonnen worden sind, auch wenn die Möglichkeit besteht, daß dieser Fehler nur 1 Sekunde beträgt.

Daß nur wenige Herdgebiete für eine Verbesserung der Laufzeitkurve in Frage kommen, ist bedauerlich, die hieraus zu ziehende Folgerung lautet natürlich: in Erdbebengebieten müssen mehr Stationen errichtet werden. Im übrigen kommen für derartige Untersuchungen vor allem noch die Herde im Bereich des vorzüglichen Netzes Jugoslawien—Österreich—Schweiz—Italien und Süddeutschland in Frage, ferner im kalifornischen Netz mit etwa einem Dutzend Stationen, das in der Erkenntnis der Bedeutung der angeschnittenen Fragen noch weiter ausgebaut wird.

Natürlich ist bei der Bearbeitung von Beben der Aufbau der Erdkruste in dem betreffenden Gebiet zu berücksichtigen, sowie die Herdtiefe, die nicht eine Parallelverschiebung der Laufzeitkurve bewirkt, sondern bei größeren Werten der Herdtiefe Laufzeitunterschiede hervorruft, aus denen umgekehrt Turner auf die Herdtiefe zu schließen versuchte. Die Laufzeiten nach großen Distanzen werden durch große Herdtiefen am stärksten verkleinert. Sind die von mir verlangten Voraussetzungen über die Verteilung der Stationen in Herdnähe erfüllt, so ist auch die Herdtiefe auf $\pm 20\%$ feststellbar.

Das Problem der verschiedenen Einsätze im Beginn der Beben wird immer brennender, je mehr empfindliche Instrumente benutzt werden. Der Unterschied

scheint überall angenähert derselbe zu sein; er kann im übrigen berücksichtigt werden. Die Tatsache, daß man seither immer das Mittel aus den Eintrittszeiten der verschiedenen Einsätze genommen hat, spricht doch wohl nicht dagegen. nunmehr zu versuchen, eine Laufzeitkurve nur für P zu erhalten!

Wenn dann für verschiedene Beben solche neuen Laufzeitkurven vorliegen, muß man versuchen, mittlere Laufzeitkurven für bestimmte Herdtiefen oder nach anderen Gesichtspunkten (etwa für bestimmte Gebiete, für Beben mit bestimmten Perioden, je nach den Ergebnissen) abzuleiten; eine mittlere Laufzeitkurve für alle Beben verliert immer mehr an Bedeutung, und auch Turner trägt ja schon, so gut als es bei einem derartig umfangreichen Werk, wie es Erdbebenkataloge sind, möglich ist, den verschiedenen Herdtiefen Rechnung.

Die von V. Conrad vorgenommene Bearbeitung des Neuseelandbebens bestätigt, daß im Verlauf des Bebens noch manch unerklärter Einsatz vorhanden ist. Bevor aber die Feinheiten der späteren Einsätze studiert werden, ist eine bessere Kenntnis der Feinheiten der Einsätze im Beginn des Bebens wünschenswert. Hierzu scheint mir aber weder die Mittelbildung aus älteren Laufzeitkurven noch deren Verwendung zur Herdbestimmung für neue Kurven der geeignete Weg zu sein. Im übrigen sind bei den meisten Laufzeitkurven für spätere Wellen noch solche Unsicherheiten vorhanden, daß zunächst der allgemeine Verlauf der Kurven studiert werden muß. Ist dies geschehen, so muß man auch dort die Feinheiten untersuchen.

Zum Schluß noch eine Bemerkung zu meinen Arbeiten über die mittel-europäischen Beben: Während bei meiner ersten Untersuchung die Wellengeschwindigkeiten in der Erdkruste noch unbekannt waren und deswegen Zeitgenauigkeit von 0.1 bis 0.2 Sekunden zur Feststellung der Herdtiefe unbedingt erforderlich war, wie ich bereits 1928 in Siebergs Erdbebenkunde (S. 350) feststellte, konnte ich bei den späteren auf die bekannten Werte für die Wellengeschwindigkeiten zurückgreifen. — Sollte sich bei einer späteren Bearbeitung ein neuer Wert für die Herdtiefe eines Bebens ergeben, das vorher bei einer Neubearbeitung der Laufzeitkurven benutzt wurde, so wäre in der Tat nötigenfalls die Arbeit zu wiederholen, da es uns ja nur darauf ankommt, die bestmöglichen Ergebnisse für die Wissenschaft zu erzielen.

Mitteilungen

Die Reichsanstalt für Erdbebenforschung veranstaltet vom 7. bis 12. April 1930 einen Geophysikalischen Kursus für eine beschränkte Zahl von Teilnehmern. Es werden die Methoden und Instrumente der angewandten Geophysik für die Aufsuchung von nutzbaren Lagerstätten behandelt. Neben einer Einführung in die Grundlagen der einzelnen Arbeitsmethoden wird besonderer Wert auf die praktischen Vorführungen und Arbeiten im Gelände gelegt. Anmeldung und Auskünfte bei der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.

Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elementen in Samoa (Vorläufige Mitteilung)

Von G. Fanselau — (Mit 1 Abbildung)

Es werden die vorläufigen Ergebnisse der Berechnung des mondentägigen Ganges in Samoa mitgeteilt.

Die Anregung zu der folgenden Untersuchung ging von Prof. Ad. Schmidt aus. Es sollte das von deutscher Seite vor, während und auch noch kurze Zeit nach dem Kriege in Samoa gewonnene Beobachtungsmaterial zur Feststellung

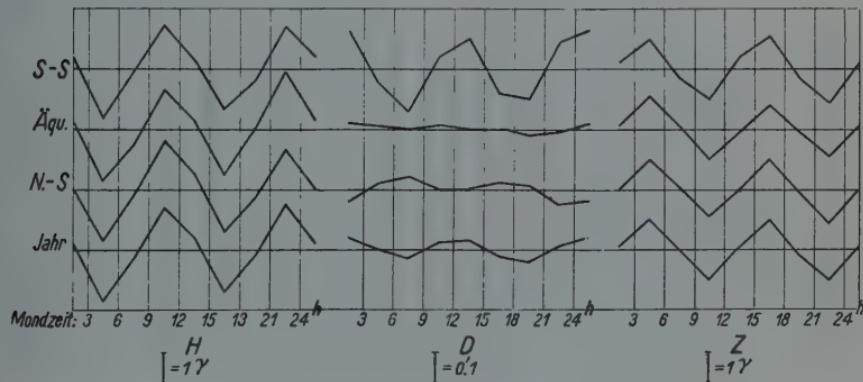


Fig. 1. Der mondentägige Gang im Durchschnitt der Jahre 1909 bis 1920.
(Im Mittel aller Phasen)

des mondentägigen Ganges herangezogen werden, der sich ja bei der äquatornahen Lage Samoas ($\varphi = -14^\circ$) besonders klar und deutlich herausstellen mußte. Von den Ergebnissen der magnetischen Beobachtungen lagen zur Bearbeitung bereit die Jahrgänge 1905 bis 1908¹⁾, 1909 bis 1910²⁾ und 1911³⁾. Ferner wurde es durch das freundliche Entgegenkommen von Prof. Angenheister ermöglicht, auch die nur als Manuskript vorliegenden Jahrgänge 1912 bis 1920⁴⁾ mit heranzuziehen. Das zur Ableitung des Mondeinflusses benutzte Rechenverfahren ist im wesentlichen dasselbe geblieben, wie es von Ad. Schmidt in seiner Arbeit über den Mondeinfluß in Potsdam⁵⁾ verwendet worden ist und in Potsdam selbst zur laufenden Ableitung des Mondeinflusses benutzt wird⁶⁾.

Einfluß des Mondes
(Einheit:

Jahr	Sud-Solstitium							Äquinoktien								
	0	3	6	9	12	15	18	21	0	II	6	9	12	15	18	21
1909	9	-11	-14	18	20	-10	-23	10	-2	1	2	3	-1	-3	2	-3
1910	5	-7	-22	-7	22	10	-7	6	-2	5	10	-6	2	9	-9	-9
1911	7	-10	-12	7	18	-11	-10	12	2	8	-5	0	-7	-1	3	-1
1912	13	2	-12	4	7	-10	-8	4	1	-2	-1	-3	0	3	0	3
1913	23	8	-14	13	3	-15	-15	3	14	8	-7	-6	-7	-6	-2	6
1914	6	-10	-11	12	16	-8	-13	8	3	2	2	-4	1	1	-3	-3
1915	4	-10	-10	4	14	8	-10	2	-6	-12	-3	13	10	8	-4	-6
1916	32	-4	-14	-3	2	-16	-20	22	10	4	3	0	-2	-10	-8	5
1917	18	-6	-19	-1	8	-5	-10	14	-2	-8	-5	6	4	1	5	-1
1918	9	-3	-18	-4	13	-8	-4	16	-4	2	2	3	-3	5	1	-5
1919	13	-1	-10	6	-1	-13	6	-1	5	12	9	-1	-8	-15	-8	6
1920	17	1	-3	5	-5	-19	-9	12	2	-4	-6	4	11	5	-7	-6
Mittel:	13	-5	-14	4	10	-8	-10	9	2	1	0	1	0	0	-2	-1

Einfluß des Mondes
(Einheit:

1909	4	-10	7	20	6	-22	-17	13	11	-13	-3	3	-3	-20	0	27
1910	-3	-18	1	15	15	-8	-8	6	4	-23	-13	4	-1	-10	15	24
1911	-5	-18	-6	12	12	-1	3	2	-6	-22	-8	17	8	-2	2	11
1912	5	-16	-4	8	3	-7	-2	15	12	-12	-5	10	-1	-16	-7	18
1913	8	-11	-1	12	-2	-18	-6	18	-17	-28	1	21	10	-10	6	18
1914	7	-17	-4	12	0	-10	-7	20	2	-12	0	14	1	-16	-4	15
1915	-2	-4	8	22	1	-11	-18	4	4	2	16	27	-8	-40	-17	16
1916	-2	-25	-7	22	4	-14	4	18	7	-22	-6	10	1	-14	1	22
1917	-4	-24	-5	8	8	-6	-2	23	14	-10	-11	10	8	-18	-5	12
1918	5	-12	0	23	0	-27	-4	16	7	-14	-12	12	-2	-12	1	21
1919	23	-17	-4	1	-2	-8	1	8	-1	-36	-15	10	12	-5	9	28
1920	10	-18	-6	14	-8	-22	4	24	-2	-17	-4	20	10	-21	0	14
Mittel:	4	-16	-2	14	3	-13	-4	14	3	-17	-5	13	3	-15	0	19

Einfluß des Mondes
(Einheit:

1909	0	8	-2	-4	2	6	-2	-8	-3	2	-2	-6	2	9	3	-6
1910	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1911	6	7	-5	-12	2	10	-3	-5	7	22	6	-13	-9	3	-4	-12
1912	-1	10	-3	-10	7	14	-1	-15	5	13	2	-8	-4	4	-4	-8
1913	-1	9	3	-5	-2	8	0	-11	0	7	0	-6	0	6	0	-6
1914	3	9	-4	-11	4	12	-3	-10	1	8	1	-9	-1	10	0	-9
1915	3	12	-4	-10	2	12	-2	-12	0	13	-1	-10	-2	8	0	-10
1916	3	10	-2	-12	3	14	-6	-10	0	10	0	-9	-2	10	-2	-9
1917	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1918	4	12	-6	-14	11	12	-7	-14	-1	12	-1	-14	-1	12	1	-8
1919	7	16	-7	-20	2	12	0	-10	-2	10	5	-10	3	9	-4	-10
1920	-2	5	-4	-2	10	6	-3	-12	1	10	1	-10	0	10	-1	-10
Mittel:	2	10	-3	-10	4	11	-3	-11	1	11	1	-10	-1	8	-1	-9

im Mittel aller Phasen. D

0.01 min)

Nord-Solstitium										Mittel									
0	3	6	9	12	15	18	21	0	3	6	9	12	15	18	21	24			
- 8	0	2	1	0	1	6	- 3	0	- 3	- 3	7	6	- 4	- 5	- 5	1			
- 1	15	10	- 1	- 8	- 3	- 3	- 10	1	4	- 1	- 5	5	5	- 6	- 4				
10	13	5	- 8	- 12	- 11	- 2	5	6	4	- 4	0	0	- 8	- 3	5				
- 1	3	- 1	0	2	- 2	- 2	0	4	1	- 5	0	3	- 3	- 3	2				
- 10	- 5	- 1	- 2	6	12	7	- 7	9	2	- 7	2	1	- 3	- 3	1				
- 5	- 1	2	- 2	4	9	1	- 9	1	- 3	- 2	2	7	1	- 5	- 1				
- 8	2	6	3	3	2	0	- 8	- 3	- 7	- 2	7	9	6	- 5	- 4				
3	2	- 1	- 2	- 5	- 1	- 1	6	15	1	- 4	- 2	- 2	- 9	- 10	11				
- 1	1	11	7	8	1	- 17	- 9	5	- 4	- 4	4	7	- 1	- 7	- 1				
- 16	- 2	7	1	12	12	3	- 16	- 4	- 1	- 3	0	7	3	0	- 2				
- 6	6	9	1	- 11	- 2	4	- 1	4	6	3	2	- 7	- 10	1	1				
- 8	- 4	- 5	- 1	0	11	12	- 5	4	- 2	- 5	3	2	- 1	- 1	0				
- 4	2	4	0	0	2	1	- 5	4	0	- 3	2	3	- 2	- 4	1				

im Mittel aller Phasen. H

0.1 γ)

- 9	- 21	- 8	19	13	- 5	3	8	- 2	- 15	- 1	14	5	- 16	- 5	16
5	- 15	- 7	- 1	- 2	- 10	9	20	2	- 19	- 6	6	4	- 9	5	17
- 8	- 24	5	31	11	- 30	- 5	20	- 6	- 21	- 3	20	10	- 11	0	11
- 1	- 22	- 9	10	10	- 2	- 2	16	5	- 17	- 6	9	4	- 8	- 4	16
2	- 15	- 2	14	4	- 13	- 4	13	- 2	- 18	- 1	16	4	- 14	- 1	16
- 6	- 14	- 2	15	9	- 12	0	10	1	- 14	- 2	14	3	- 13	- 4	15
- 6	- 24	0	31	11	- 13	- 6	6	- 1	- 9	8	27	1	- 21	- 14	9
16	- 11	- 10	0	- 5	- 18	- 2	32	7	- 19	- 8	11	0	- 15	1	24
- 2	- 11	14	28	4	- 13	- 17	- 2	3	- 15	- 1	15	7	- 12	- 8	11
3	- 2	14	16	0	- 24	- 15	8	5	- 9	1	17	- 1	- 21	- 6	15
15	- 28	- 20	8	- 8	- 15	17	32	12	- 27	- 13	6	1	- 9	9	23
- 8	- 21	3	23	18	- 8	- 9	2	0	- 19	- 2	19	7	- 17	- 2	13
0	- 17	- 2	16	5	- 14	- 3	13	2	- 17	- 3	14	4	- 14	- 2	15

im Mittel aller Phasen. Z

0.1 γ)

- 4	6	1	- 1	2	6	- 1	- 10	- 2	5	- 1	- 4	2	7	0	- 8
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
- 2	15	6	- 10	3	12	- 4	- 20	4	15	2	- 12	- 1	8	- 4	- 12
0	7	1	- 9	1	9	0	- 9	1	10	0	- 9	1	9	- 2	- 11
2	11	0	- 9	2	8	- 3	- 10	0	9	1	- 7	0	7	- 1	- 9
4	16	3	- 12	- 7	6	- 1	- 8	3	11	0	- 11	- 1	9	- 1	- 9
- 1	10	0	- 10	- 1	12	0	- 9	1	12	- 2	- 10	0	11	- 1	- 10
0	6	- 2	- 12	0	12	3	- 6	1	9	- 1	- 11	0	12	- 2	- 8
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
- 4	13	3	- 9	0	11	- 1	- 14	0	12	- 1	- 12	3	12	- 2	- 12
3	9	- 2	- 10	0	8	0	- 9	3	12	- 1	- 13	2	10	- 1	- 10
- 2	11	1	- 9	4	11	- 1	- 16	- 1	9	- 1	- 7	5	9	- 2	- 13
0	10	1	- 9	0	10	- 1	- 11	1	10	0	- 10	1	10	- 2	- 10

Es erübrigts sich deshalb wohl, auf eine Beschreibung hier näher einzugehen. Die für die ziemlich umfangreiche Rechenarbeit, die von dem Rechner des magnetischen Observatoriums L. Feist ausgeführt wurde, erforderlichen Mittel sind in entgegenkommender Weise von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden, wofür ihr an dieser Stelle besonderer Dank ausgesprochen sei. In der vorliegenden vorläufigen Mitteilung sollen nur ganz kurz die Ergebnisse, so wie die Rechnung sie lieferte, in Tabellen- und Kurvenform gegeben werden. Es wurde im ganzen nach acht Mondphasen getrennt gerechnet; doch würde es zu weit führen, bereits hier die Ergebnisse nach Phasen getrennt anzugeben. Alles Tabellen- und Kurvenmaterial bezieht sich daher stets auf die Mittel aus allen Phasen. Je vier Monate sind in bekannter Weise unter der Bezeichnung Südsolstitium (November, Dezember, Januar, Februar), Äquinoktium (März, April, September, Oktober) und Nordsolstitium (Mai, Juni, Juli, August) zusammengefaßt. Die in den Tabellen und Kurven angegebenen Zahlen sind Dreistundenmittel, die Zeit ist Weltmondzeit (0^h untere Kulmination), die Einheit bei $D 0.01'$, bei H und $Z 0.1 \gamma$. Wie schon diese erste Zusammenstellung zeigt, sind die Erwartungen durchaus erfüllt. Besonders klar tritt die bekannte tägliche Doppelwelle bei H und Z zutage. Diese Ergebnisse lassen einen recht erfreulichen Rückschluß auf die Güte des herangezogenen Beobachtungsmaterials zu, das in der Hauptsache von G. Angenheister unter den schwierigen Verhältnissen der Kriegs- und Nachkriegszeit gewonnen wurde.

Literatur

¹⁾ Abhandl. d. königl. Gesellsch. d. Wiss., math.-phys. Kl., N. F., Bd. IX, Nr. 1

²⁾ Ebenda Bd. IX, Nr. 5.

³⁾ Ebenda Bd. IX, Nr. 6.

⁴⁾ Eine summarische Zusammenstellung der Ergebnisse 1912—1920 siehe Apia Observatory, Samoa, Summary of Magnetic Observations 1912—1920 (1927). Ausführliches Material bei Prof. Angenheister, Göttingen (nicht veröffentlicht).

⁵⁾ Abhandl. d. Preuß. Met. Inst. Bd. IX, Nr. 1; Arch. d. Erdmagnetismus Bd. 7.

⁶⁾ Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin 1917 und 1922.

Potsdam, Magnetisches Observatorium.

Ein Diagramm zur Bestimmung der Differenz der Schwerestörung Δg in zwei Beobachtungspunkten

Von W. Oserezky — (Mit 3 Abbildungen)

Das im vorliegenden Aufsatz beschriebene Diagramm erlaubt die Differenz der Anomalien der Schwerkraft Δg in zwei Beobachtungspunkten der Drehwaage nach den Vektoren ohne jegliche Berechnung zu bestimmen. — Man soll nur das Verhältnis der Maßstäbe des Plans mit den Vektoren und des Diagramms in Betracht ziehen.

Die Differenz der Schwerestörung Δg in zwei Beobachtungspunkten a und b (Fig. 1) wird gewöhnlich nach der angenäherten Formel

$$\delta g = \frac{1}{2} S (p_1 + p_2) = S/2 p_1 + S/2 p_2 = \Delta_1 + \Delta_2$$

berechnet, wo S der Abstand zwischen zwei Punkten a und b in Zentimeter ist und p_1, p_2 die Projektionen der Vektoren der Veränderung der Schwerebeschleunigung in diesen zwei Punkten auf die Gerade ab , in den Einheiten 10^{-9} (C G S).

Nimmt man verschiedene Distanzen zwischen den Punkten a und b an, so kann man im voraus Δ für verschiedene Größen der Komponenten berechnen, oder, wenn man bestimmte Werte für S_0 und p_0 annimmt, ergibt sich p für verschiedene S nach dem angegebenen Werte von Δ

$$\Delta = \frac{1}{2} S_0 p_0 = \frac{1}{2} S \cdot p$$

und somit

$$p = p_0 \frac{1}{2} S_0 / \frac{1}{2} S.$$

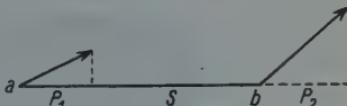


Fig. 1

Legt man senkrecht zur Geraden z in einem bestimmten Maßstabe die Größen $S/2$ und von $a_0, a_1 \dots b_0, b_1$ die Größen ($p_0, p_1 \dots$) die dem angegebenen S bei angegebenem Δ entsprechen zurück, und vereinigt man $p_0, p_1, p_2 \dots$, so erhält man eine Linie gleicher Größen Δ für verschiedene Größen von S .

Ist der Winkel $zob_n = \varphi$ und $S/2 + p = y$, so ist

$$\frac{1}{2} S = z \operatorname{tg} \varphi$$

und somit

$$y = S/2 + p = S/2 + 2 \Delta/S = z \operatorname{tg} \varphi + \Delta/z \operatorname{tg} \varphi.$$

Die Gleichung der Kurven der gleichen Werte Δ

$$z^2 \operatorname{tg}^2 \varphi - z y \operatorname{tg} \varphi + \Delta = 0$$

der Asymptoten die Geraden oa_n, oK, ob_n, oK' sind.

Auf diese Weise erhalten wir vier Kurvenfamilien (Hyperbeln) für positive und negative Werte von Δ .

Das vorliegende Diagramm ist für einen linearen Maßstab von 250 m in Zentimeter, in Grenzen von 50 bis 1500 m und für einen Maßstab der Vektoren

von $1 \cdot 10^{-9}$ (CGS) in Zentimeter und $\operatorname{tg} \varphi = 0.4$ aufgezeichnet. Die Kurven entsprechen den Werten von Δ für jede $1 \cdot 10^{-4}$.

Der Bequemlichkeit der Auflegung und Projektierung der Vektoren halber sind auf dem Diagramm Gerade, parallele KK' und oz gezogen.

Das auf Glas aufgetragene Diagramm wird auf den Plan mit Vektoren derart aufgelegt, daß die Beobachtungspunkte a und b auf die Linien oa_n und ob_n fallen, und Linie ab der Linie KK' auf dem Diagramm parallel ist.

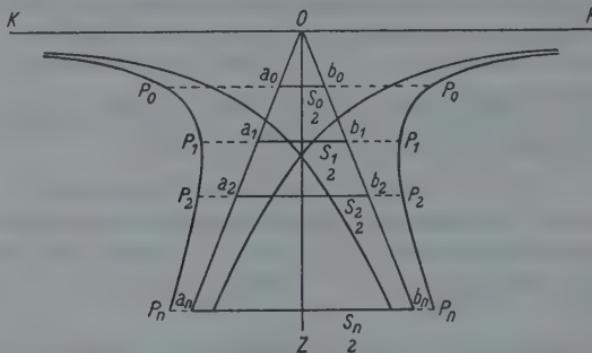


Fig. 2

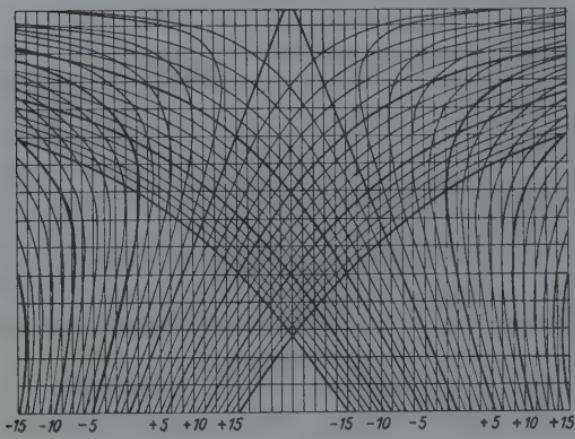


Fig. 3

Wenn man den Vektor im Punkte a auf die Linie ab (oder deren Fortsetzung) projiziert, so ergibt sich die Größe Δ_a nach der Zahl der zwischen a und dem Ende der Projektion liegenden Kurven. Ebenso wird auch Δ_b gefunden.

Die zu bestimmende Differenz $\delta g = \Delta_a + \Delta_b$ ergibt also die algebraische Summe von Δ_a und Δ_b , die Differenz δg in zwei Punkten ohne jegliche Rechnungen.

Die Genauigkeit des erhaltenen Resultats hängt von der richtigen Auflegung des Diagramms ab, was anfangs Schwierigkeiten bietet.

Will man das Diagramm für einen anderen linearen Maßstab und einen Maßstab der Vektoren verwenden, so ist die vom Diagramm abgelesene Größe mit dem Koeffizienten

$$K = l\nu/l'\nu'$$

wo l, l' die linearen Maßstäbe und ν, ν' diejenigen der Vektoren des Planes und Diagramms sind, zu multiplizieren.

Leningrad

W. Oserezky.

Zur Ermittlung ausgedehnter Schichten verschiedener Leitfähigkeit

Von J. Koenigsberger — (Mit 1 Abbildung)

Es werden zwei geoelektrische Verfahren beschrieben, um mit relativen Messungen aus den Quotienten von Potentialdifferenzen oder von Intensitäten bei Einleiten von Strom an zwei Punkten (Stromdipol) das Vorhandensein von besser oder schlechter leitenden Schichten, die Tiefe von deren ebenen horizontalen Grenzflächen und deren Leitfähigkeiten zu bestimmen. Die Messungen erfolgen auf der Verlängerung der Dipolachse, so daß der bei Wechselstrom direkt, und durch Induktion in der Erde indirekt, störende Einfluß der Zuleitung wegfällt. Für besser leitende Schichten ist die Messung der Quotienten der Potentialdifferenzen mit Sonden, für schlechter leitende die der Quotienten der Intensitäten genauer. Man erhält eine maximale Wirkung, wenn der Abstand der Primärelektroden, die Länge der Dipolachse, etwa das Drei- bis Vierfache der Tiefe der oberen Grenzflächen unter der Erde beträgt. Auch Fallen und Streichen der Schichten ist qualitativ durch Messung der Quotienten nach vier zueinander senkrechten Richtungen zu ermitteln.

Die bekannten geoelektrischen Verfahren, die aus Ablenkungen der Äquipotentiallinien oder der magnetischen Feldlinien an der Erdoberfläche das Vorhandensein von Einlagerungen feststellen, eignen sich nicht zur Ermittlung von Einlagerungen, die sehr ausgedehnt sind verglichen mit den Grunddimensionen der elektrischen Anordnung (z. B. verglichen mit dem Abstand der Erd-elektroden voneinander). — Ein brauchbares Verfahren für die Ermittlung ausgedehnter Schichten wechselnder Leitfähigkeit hat F. Wenner*) angegeben: die Widerstandsmessung nach dem Vierpunktverfahren, wobei der Strom, in zwei Primärelektroden $F_1 F_2$ im Abstand $8b$ voneinander, in die Erde geleitet wird, während an zwei Stellen auf der Verbindungsleitung, die voneinander und von E_1 bzw. E_2 denselben Abstand b haben, die Potentialdifferenz gemessen wird.

*) F. Wenner: Bull. U. S. Bureau of Standards 12, 469 (1916) (Scientific papers 258).

Dies Verfahren ist von O. H. Gish, W. S. Rooney, W. O. Hotchkiss*) und anderen Autoren in Feldmessungen erprobt und dann von I. N. Hummel**) auf eine sichere theoretische Grundlage gestellt worden. Das zweite Verfahren von C. und M. Schlumberger***) beruht auf Messungen von Potentialdifferenzen in Volt und der angewandten Stromstärke in Ampere und wurde von C. und M. Schlumberger sowie von Kelly, I. B. Crosby†) und E. G. Leonardon in Feldmessungen erprobt.

Vor drei Jahren hat der Verfasser die theoretischen Grundlagen zweier anderer Verfahren entwickelt und hatte seither dank der Hilfe der Firma W. Piepmeyer u. Co. in Kassel, ihres leitenden technischen Direktors Herrn N. Gella und der dort tätigen Herren Ingenieure Gelegenheit, diese Verfahren in Feldmessungen zu erproben. Nachdem sich die Methoden als praktisch brauchbar erwiesen haben, sollen deren Grundzüge hier kurz mitgeteilt werden.

Bei beiden Verfahren werden Quotienten ermittelt, und zwar wird an drei Punkten A, B, C gemessen, die auf der Verlängerung der Dipolachse im Abstand a , $2a$, $3a$ von der Primärelektrode E_1 liegen, während E_2 auf der anderen Seite im Abstand $2a$ von E_1 sich befindet (s. Fig. 1). Bei dem ersten Verfahren vergleicht man die Potentialdifferenz AB mit der von BC mit Hilfe von Sonden, was leicht in bekannter Weise auf verschiedene Art geschehen kann. Der Normal-

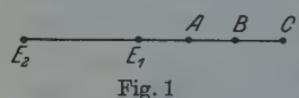


Fig. 1

wert $AB : BC = Q$ für homogenen Untergrund ist theoretisch 3.57. Liegt in der Tiefe eine schlechter leitende, sehr ausgedehnte und mächtige Schicht mit ebener horizontaler Grenzfläche, so sinkt der Wert

von Q , und zwar extremal auf 1.82, wie mit Hilfe der Methode der elektrischen Bilder von Lord Kelvin abgeleitet wird. Bei einer besser leitenden Schicht im Untergrunde steigt Q praktisch extremal bis etwa 20 theoretisch bis ∞ . Bei gegebenem Leitfähigkeitsverhältnis $K_1 : K_2$ bis etwa 1 : 10 bzw. 10 : 1 erhält man, wie die Rechnung zeigt, die größte Wirkung, wenn die Mächtigkeit h der oberen Schicht zwischen 0.4 a und 0.6 a liegt. Man ermittelt die Tiefe, indem man $E_1E_2 = 2a$ wie bei dem Verfahren von Wenner und von Schlumberger allmählich ändert, wobei man mit 50 m beginnt und bis 2000 m und mehr fortschreitet. Ist die untere Schicht auch unten begrenzt — ihre Dicke sei dann d —, so ist für ihre Wirkung $K \cdot d$ maßgebend.

Der Unterschied gegenüber dem Verfahren von Wenner beruht darauf, daß im Außenraum auf der Verlängerung der Verbindungsleitung der Primärelektroden gemessen wird. Dadurch wird der Skineffekt der Zuleitungen eliminiert,

*) W. S. Rooney, Terr. Magn. **32**, 97 (1927); O. H. Gish: ebenda **28**, 89 (1923); W. O. Hotchkiss, W. J. Rooney, J. Fisher: Amer. Inst. Mining a. M. E. Engineers Techn. Publ. Nr. 28. New York 1929.

) I. N. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. **5, 89 und 228 (1929).

***) C. und M. Schlumberger: C. R. **186**, 445 (1929); Prosp. électrique Paris 1927. Die von H. Hunkel daran geübte Kritik erscheint mir nicht zutreffend.

†) I. B. Crosby und E. G. Leonardon: Techn. Publ. Nr. 131 (1928).

der sonst störend auftritt, wenn man eine Wechselstrommaschine mit höherer Frequenz als Stromquelle benutzt. Man kann, wie Messungen zeigten, für Tiefen bis etwa 500 m eine Frequenz von 500 H nehmen, bis zu 1000 m etwa 200 bis 300 H, über 1000 m am besten 75 H verwenden. Von dem Verfahren von Schlumberger unterscheidet sich diese Methode dadurch, daß man hier die Stromstärke nicht zu kennen braucht und die Potentialdifferenzen in beliebigen, unbekannten Einheiten messen kann, wenn nur die Stromstärke und Einheit bei einer Messung (in etwa einer Minute) auf $\pm 10\%$ unveränderlich bleibt. Auch bei diesem Verfahren zeigte sich theoretisch und experimentell, daß entgegen der Ansicht einiger Autoren isolierende und schlechter leitende Schichten im Untergrund sich deutlich in den Potentialdifferenzquotienten, wie auch besonders bei der im folgenden beschriebenen Messung der Intensitätsquotienten geltend machen; analog natürlich auch im umgekehrten Sinne bessere Leiter. Das ist meines Erachtens, ebenso wie bei den Ablenkungsverfahren, auf Grund der allgemeinen anerkannten theoretischen Grundlagen der Stromverteilung sicher zu erwarten und zwar genügen, wie Theorie und Messungen zeigten, auch um schlechtere Leiter wahrzunehmen, schon verhältnismäßig geringe Unterschiede von 1 : 10; es ist nicht notwendig, daß die Leitfähigkeiten oder Widerstände mindestens im Verhältnis 1 : 1000 stehen müssen.

Das zweite Quotientenverfahren beruht auf der Vergleichung der Intensitäten des magnetischen Feldes in denselben Punkten A, B, C , ist also auch eine Messung von Quotienten. Der Quotient $J = J_A : J_B : J_C$ ist unter normalen Bedingungen für Gleichstrom (Frequenz 0 H) = 5.1 : 1.9 : 1; für 500 H etwa 5.6 : 2.0 : 1. Es wird für 500 H J für schlechter leitende Schichten im Untergrund größer und zwar, wenn $K_2 \ll K_1$, sehr erheblich bis 80 : 5 : 1 und mehr; für bessere Leiter wird J nur etwas kleiner als normal. Das Verhalten ist also umgekehrt wie bei den Potentialdifferenzquotienten. — Auch Fallen und Streichen läßt sich ermitteln. —

In der Natur ist noch zu beachten, daß erstens die untere Schicht nicht unendlich mächtig ist, sondern eine endliche Dicke hat, welche die Wirkung umgekehrt proportional der Dicke verringert. Außerdem ist dann der obere Raum über der für das jeweilige Q wirksamen Schichtgrenzfläche nicht einheitlich, sondern besteht aus einem Schichtenkomplex, für dessen Leitfähigkeit der Mittelwert des Produkts Leitfähigkeit mal Mächtigkeit in erster grober Näherung in Frage kommt.

Freiburg i. Br., Math.-Physikal. Institut.

Über tägliche erdmagnetische Variationen in zwei Alpentälern

Von J. Koenigsberger — (Mit 2 Abbildungen)

In zwei tief eingeschnittenen Tälern der Schweizer Alpen wurden einige Tagesvariationen von Z , H , δ beobachtet. Eine Vergleichung mit den Variationen von Seddin (Potsdam) und Val Joyeux (Paris) zeigt, daß die an beiden letzteren Stationen auftretenden Störungen von mehr als 5γ Amplitude und weniger als 10 Minuten Dauer in den Alpentälern damals nicht wahrnehmbar waren. In diesen südlicher gelegenen alpinen Stationen waren die Kurven stark ausgeglichen.

Bei Messungen der Horizontalintensität in der Umgebung von Freiburg i. B. und der Vertikalintensität in der Umgebung von Bellinzona (Kanton Tessin, Schweiz) hatte sich gezeigt, daß die tägliche Variation erheblich anders war als in Seddin bei Potsdam. Bei Gelegenheit der Ausmessung eines magnetischen Profils von Freiburg i. B. bis Bellinzona wurde an drei verschiedenen Stationen (SB = Bristen, 780 m, bei Amsteg; SH = Horben, 1830 m im Göschenental bei Göschenen; SG = Göschenen Alp, 1715 m, bei Göschenen — etwa 46.7° nördl. Br., 8.6° westl. Gr.) in zwei ziemlich tief eingeschnittenen Tälern der Schweizer Alpen an der Gotthardstraße die Variation beobachtet an Tagen mit stark bedecktem Himmel, Nebel oder Regen, so daß die als Korrektion berücksichtigte Temperaturänderung im Laufe eines Tages 3 bis 4° nicht überstieg und sehr langsam war. Bei Sonne und Wind im Freien treten bei ungenügendem Schutz mitunter kleine Störungen von 2 bis 5γ auf, die nur thermischer Art sind. Die Ablesungen wurden stündlich ausgeführt*) und dann meist während 10 bis 15 Minuten dauernd beobachtet**), um zu sehen, ob unregelmäßige größere und kleinere Störungen auftreten.

Dank dem freundlichen Entgegenkommen von Herrn Prof. A. Nippoldt vom Erdmagnetischen Observatorium Potsdam und der Herren Professoren L. Eblé und Ch. Maurain vom Institut de Physique du Globe, Paris konnten die registrierten Kurven von Seddin bei Potsdam (52.4° nördl. Br., 18.1° westl. Gr.) (P) und Val Joyeux bei Paris (V) (48.8° nördl. Br., 2.3° westl. Gr.) mit den in den Alpentälern*** für Z (Vertikalintensität), H (Horizontalintensität), δ (Deklination) verglichen werden.

Fig. 1 gibt die Variationen für gleiche Zeitpunkte, auf MEZ reduziert, Fig. 2 für gleiche mittlere Ortszeit; die Unterschiede gegen wahre Sonnenzeit sind dabei

*) Das verwandte Instrument ist in den Beitr. z. Geophys. 28, 264 (1929) beschrieben. — Der Apparat stand im Freien, gegen Regen durch eine Decke aus Mosettigbattist geschützt, der mit Aluminiumlack überzogen war.

**) Diese dauernde Beobachtung konnte auf den Kurven nur durch nahe benachbarte Endpunkte mit Kreuzen bezeichnet werden.

***) Registrierkurven aus der Schweiz waren leider nicht erhältlich.

als gering vernachlässigt. Schwierigkeit machte die Annahme der Basislinie, die nur für Seddin und Val Joyeux, nicht aber für die Schweizerischen Stationen feststand. Hier liegt eine Willkür; man kann daher nicht die absoluten Größen der Variationen genau vergleichen.

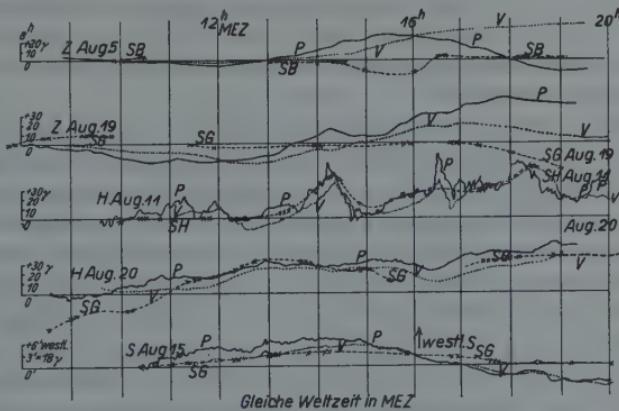


Fig. 1

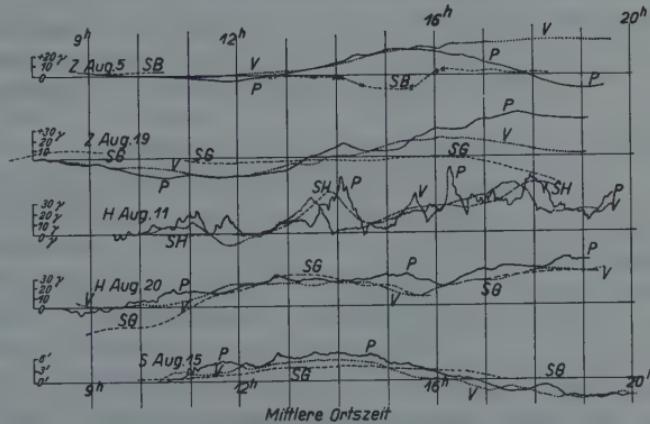


Fig. 2

Man sieht aus der Fig. 1, daß die großen Störungen von mehr als 10 Minuten Dauer z. B. von *H* am 11. August — eine mit Maximum 14^h 20^m bis 25^m und eine mit Maximum um 18^h 15^m und auch eine Störung um 16^h 30^m — an allen drei Orten wiederkehren. In Val Joyeux sind die Störungen schwächer als in Seddin; am stärksten ausgeglichen sind sie an den Schweizer Stationen.

Man sieht weiter, daß die Ausbiegung der *H*-Kurve nach oben am 20. August von 12 bis 14^h und von 17 bis 20^h nach Weltzeit an allen drei Stationen ungefähr

gleich stark erfolgt und daß die Kurven parallel verlaufen, während dies nach Ortszeit nicht zutrifft. Doch könnte hierbei Zufall mitspielen.

Allgemein zeigt Z in P, V und S weniger Zacken, also weniger unregelmäßige Störungen als H und δ . Dieses wohl mit Induktionsdämpfung zusammenhängende Verhalten sollte auf dem Ozean noch stärker ausgeprägt sein, worüber aber nach freundlicher Mitteilung von Herrn Direktor J. A. Fleming vom Department of Terrestrial Magnetism of Carnegie Institution in Washington noch keine Beobachtungen vorliegen.

Die tägliche, durch Ultraviolettonisierung verursachte, normale Variation, die für Ortszeit übereinstimmen sollte, ist, unter Berücksichtigung der Unsicherheit in der Annahme der Basislinie, an allen drei Stationen ähnlich, wenn auch an den Schweizer Stationen damals etwas kleiner. Die abendlich-nächtliche Variation ist an den drei Stationen völlig verschieden, ist also mehr lokal zufälliger Art.

Die kurzdauerenden Störungen, kleine Zacken, sind in Seddin am stärksten, in Val Joyeux viel schwächer. Die ganz kleinen Zacken in Seddin sind, wie A. Nippoldt*) zeigte, durch eine elektrische Gleichstrombahn verursacht. Manche etwas größere Zacken sind auch in Val Joyeux beobachtet und daher anderen Ursprungs. Dagegen waren kurzdauernde Störungen an den Schweizer Talstationen**) nicht sicher zu bemerken. Auch an den Berghängen in halber Gipfelhöhe konnten keine solchen Störungen wahrgenommen werden.

Das vorliegende Material spricht also dafür, daß an diesen Tagen die großen und viele kleine Störungen polarer Natur waren, nach dem Äquator abnahmen. Ob in den Schweizer Tälern eine dämpfende Induktion in den umgebenden

*) Veröffentl. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 362. Berlin 1929.

**) Wenn man in Freiburg von der Straßentrambahn, die mit Gleichstrom betrieben wird, weniger als 1 km entfernt ist, so sind die unregelmäßigen Störungen auch für H , Z , δ recht stark, und zwar auch auf dem etwa 150 m über der Ebene liegenden westlichen Schloßberg, zu dessen beiden Seiten in der Ebene unten Trambahnen in etwa 1 km mittlerem Mindestabstand fahren. Die Instrumente, die gut gedämpft sind (Amplitudenverhältnis etwa 3 : 1) und die für Z und H eine ganze Schwingungsdauer von etwa 6 bis 12 Sekunden haben, folgten da den kleinsten Störungen. Es kann also nicht an den Instrumenten liegen, wenn in den obengenannten Alpentälern Störungen von weniger als 5 bis 10 Minuten Dauer nicht sicher beobachtet werden konnten. Die Schweizer Stationen lagen zwar nicht weit von Stromleitungen, Bristen etwa 1 km von dem großen Elektrizitätswerk Amsteg und der Gotthardbahn, Göschenenalp Wicki etwa 5 km von der elektrifizierten Gotthardbahn; aber alle Ströme waren Drehstrom, der auf diese Abstände nicht stört. — Der natürliche Vertikalstrom in den Berghängen, dessen Schwankungen relativ gering sind (vgl. O. Hecker und Verfasser: Zeitschr. f. Geophys. 1, 152 (1924)) war in den Variationen der Alpentäler nicht bemerklich. — In dem viel weniger steilen Gelände des Erzgebirges, das Seddin ziemlich nahe liegt, stimmten nach freundlicher Mitteilung von Herrn Direktor N. Gella in Kassel, Firma W. Piepmeyer u. Co., die Variationen Sommer 1927 einigermaßen mit denen von Seddin überein. — Die tägliche Variation wurde 1909 einige Tage in Grindelwald (1100 m) von Herrn W. Brückmann (Veröffentl. Kgl. Preuß. Meteorol. Institut 1913, IV, Heft 9, Nr. 258) registriert; die Ergebnisse sind aber nicht veröffentlicht.

Bergmassen außerdem zur Ausgleichung der Kurven beträgt, könnten erst vergleichende Variationsaufnahmen im Tal und auf Gipfeln ergeben.

Aus dem Vorliegenden ergibt sich, daß, abgesehen von lokalen Anomalien und Inhomogenitäten, eine erhebliche Unsicherheit in der erdmagnetischen Vermessung besteht infolge der an den verschiedenen Stationen wesentlich anders gearteten zeitlichen Variationen*). Mißt man tagsüber von 9 bis 17^h in den Alpen in einem kleineren Ortsbereich innerhalb 1 bis 2 Stunden die Vertikalintensität, so ist auch bei Vernachlässigung der Variationen der Fehler nicht groß, bleibt meist unter 3 γ. Wenn man aber ein größeres Gebiet von 100 und mehr Kilometer Länge und Breite ausmißt, so muß man aus obigen Gründen mit Fehlern von 10 bis 15 γ rechnen. Die örtlichen Unterschiede von den zeitlichen exakt zu trennen, wie das die Absicht bei Landesvermessungen ist, ist nur für die Observatorien und Hauptstationen mit dauernder Registrierung durch Monats- und Jahresmittelwerte möglich (vgl. K. Schering und A. Nippoldt, Erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen-Darmstadt, S. 32ff., 1923). Dann lassen sich für zwei genau festgelegte Ortspunkte mit Registrierung die rein örtlichen Unterschiede zu einer bestimmten Zeit bis auf etwa 1 bis 2 γ genau von dem zeitlichen Unterschied, z. B. der Säkularvariation an den beiden Orten, trennen**).

Die von A. Nippoldt gegebenen Formeln [vgl. Zeitschr. f. Geophys. 5, 80 (1929)] für die Änderung der täglichen normalen Variation mit dem Ort sind, wenn die Abstände von den Observatorien über 500 km groß sind, zunächst mehr für die Berechnung von Mittelwerten über eine größere Zahl von Tagen an dem betreffenden Ort geeignet als zur Korrektion für eine bestimmte Zeit. Doch wird sicherlich auch für den einzelnen Tag (z. B. von 9 bis 15^h) bei ihrer Anwendung der Fehler zumeist geringer sein (schätzungsweise um etwa 20 bis 30%), als wenn überhaupt die Variationen vernachlässigt werden.

*) Aus der örtlichen Änderung bestimmter zufälliger sekundärer Extreme der täglichen Variation könnte man ungefähr auf die Entfernung von ihren Ursachen (Störungen in der ionisierten Höhenschicht, ungleichmäßige Verteilung der Erdströme) schließen. Voraussetzung ist dabei, daß das magnetische Feld mit einer niederen Potenz des Abstandes von den Quellbereichen abnimmt (für relative, zum Abstand kleine Stromkreise ist es die 3. Potenz, für relativ große die 1. Potenz). Dann gilt als Faustregel, daß die Entfernung z. B. von der Störung in der ionisierten Schicht größtenteils nicht kleiner sein kann als der Ortsabstand auf der Erde, für den ein relatives Maximum einer bestimmten Störung auf den halben Wert in demselben Zeitpunkt herabsinkt. Dagegen ist die Umkehrung natürlich nicht richtig. Der Zeitunterschied infolge der endlichen elektromagnetischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit kann vernachlässigt werden. Wenn man an magnetisch ruhigen Tagen auf drei bis vier Punkten im Abstand von je 50 km auf einer geraden Linie einige Wochen H , oder, was bequemer, δ registriert, so sollte gelegentlich ein derartiges lokales Extremum mit seiner, lokalen Abnahme festzustellen sein.

**) Man hat hier auf ganz anderem Gebiet eine Art Modell der quantenmechanischen Unbestimmtheitsrelation von Heisenberg, allerdings hier in additiver reeller Form, die sich aber auch nur statistisch in zwei Elementen, Zeit- und Ortsfunktion, auflösen läßt, obgleich die Vorgänge hier nicht quantenhaft und streng kausal nach der Maxwell'schen Theorie (auch noch nicht merklich relativistisch) verlaufen.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, auf deren Kosten das auch hier verwandte Instrument seinerzeit gebaut worden war, möchte der Verfasser den besten Dank aussprechen*).

Zu Schlüssen über die Fortpflanzungszeit abrupter magnetischer Störungen, wie L. A. Bauer [Terr. Magn. 30, 45 (1925)], G. Angenheister, S. Chapman sie gezogen haben, sind die vorliegenden Daten wegen Unsicherheit in meiner Zeitmessung ungeeignet. Hier sollte nur auf die starke Amplitudenabnahme kürzerer Störungen in zwei Schweizer Hochtälern aufmerksam gemacht werden.

Die Wirkung der obersten Erdschicht auf die Anfangsbewegung einer Erdbebenwelle

Von M. Hasegawa (aus Kyoto) — (Mit 6 Abbildungen)

Wenn eine longitudinale Sinuswelle in die oberste Erdschicht hineindringt, so macht ein Punkt an der Oberfläche eine elliptische Schwingung, deren Bahn in der einfallenden Ebene liegt. Ist die ankommende Welle ein einziger longitudinaler Impuls, dann besteht die Bewegung des Punktes in einer Reihe von Impulsen. Falls der erste Impuls von den nachfolgenden beeinflußt wird, ist die Entstellung des ersten in der Horizontal- und der Vertikalkomponente nicht gleich. Es wird untersucht, wie der scheinbare Emergenzwinkel der Anfangsbewegung, im Falle des Einfalls des sinusförmigen Stoßes, sich in der Beziehung auf die Wellenperiode, die Dicke und die Elastizität der Schicht ändert. Als ein Beispiel der Anwendung auf die Aufschlußmethode des Untergrundes stellt der Verfasser mit dieser neuen Methode die Tiefe der sogenannten Mohorovičić-schen Schicht in Japan fest. Der erschlossene Wert beträgt 55 km in Kyoto.

1. Einleitung. Wenn die seismische Welle in eine Erdschicht hineinkommt, deren elastische Konstanten verschieden von denen der benachbarten sind, so läßt sich ein Interferenzphänomen der Welle erwarten, welches ähnlich wie bei der optischen dünnen Schicht ist, nur wegen der Doppelrefraktion und -reflexion etwas verwickelter. Bei den seismischen Forschungen ist es aber in der Tat kaum der Fall, daß es sich um ständig periodische Bewegungen handelt, sondern die Frage lautet: Wie ändert sich die Form jedes Einsatzes der seismischen Welle, wenn sie durch eine innere Diskontinuitätsfläche an der Erdoberfläche ankommt? Wenn diese Veränderung wirklich vorhanden ist, dann müssen im allgemeinen die seismischen Aufzeichnungen die Folge der mehr oder minder starken Wirkungen der obersten Schicht sein.

T. Matzuzawa**) und andere haben in Tokyo die von der Doppelbrechung an der Grenze der obersten Schicht stammenden Wellen betrachtet: ihre Arbeit wollen wir nachher untersuchen. Es ist auch schon eine bekannte Erscheinung, daß bei der Beobachtung des schwachen Anfangs eines Fernbebens die Aufzeichnung

*) Alle Kosten für die Messungen wurden, wie früher, vom Verf. getragen.

**) T. Matzuzawa, K. Hasegawa und S. Haeno: Bull. Earthq. Res. Inst. 4, 85—106 (1928).

des Vertikalseismographen die Zeit der Ankunft früher als die des horizontalen zeigt. Aus diesem Unterschied erschließen S. W. Visser und Berlage*) die Tiefe der Oberschicht in Batavia. Solche Erscheinungen müssen überall an den Erdbebenwarten, die auf den obersten Erdschichten stehen, beobachtet werden; sie machen die Ermittlung der Eintritte verschiedener Wellen verwickelter, außerdem wird die Ankunft der Wellen durch die geringere Geschwindigkeit der elastischen Wellen in der Schicht verspätet**). Sehr oft findet man in den seismologischen Aufzeichnungen an verschiedenen Orten einen solchen komplizierten Aufbau des Beginns des Erdbebens. V. Conrad liest auf Seismogrammen vom Schwadorfer Beben***) die direkt auf P folgenden Einsätze ab. Dieser komplizierte Aufbau mag zum Teil auf den Einfluß der obersten Schicht zurückzuführen sein. Es ist merkwürdig, daß sich bei der sorgfältigen Ablesung von V. Conrad ergab, daß bei einigen Erdbebenwarten der Einsatz aller Wellen im ersten Vorläufer in immer zwei Stößen mit konstantem Intervall erfolgte. Also muß man bei der Untersuchung der Wellen und auch bei der statistischen Untersuchung der Wellenperiode der Vorläufer des Erdbebens diese Erscheinungen berücksichtigen.

Weiter muß der Emergenzwinkel der Anfangsbewegung, der in der Bestimmung der Lage des Hypozentrums beim kleinen Lokalbeben eine wichtige Rolle spielt, in gewisser Weise durch die oberste Erdschicht beeinflußt werden.

Die oben erwähnten Wirkungen der Erdschicht hängen von den elastischen Eigenschaften innerhalb und außerhalb der Schicht, der Mächtigkeit derselben und der Periode der einfallenden Welle ab, und die Erkenntnis dieses Verhältnisses wird die richtige dynamische Erklärung des Anfangs der seismischen Aufzeichnungen geben. Hierüber angestellte Rechnungen sind also nicht nur bedeutsam in seismischer Hinsicht, sondern auch zur Aufschlußmethode des Aufbaues des Untergrundes verwendbar.

2. Allgemeine Ausdrücke für die Bewegungen. Wir fassen eine homogene isotrope Erdschicht ins Auge, welche von zwei parallelen Ebenen begrenzt wird. Hält man die Ausdehnung praktisch für unbeschränkt, so läßt sich die Behandlung auf das zweidimensionale Problem reduzieren.

Es sei OO' die obere und QQ' die untere Grenze; fällt eine longitudinale Planwelle von der Richtung P an der Grenze QQ' ein, so wird sie doppelt reflektiert in die Wellen P_1 und S_1 und doppelt gebrochen in die Wellen P' und S' ; alle diese Wellen schwingen in der einfallenden Ebene. An einem Punkte O auf der Oberfläche kommt die am

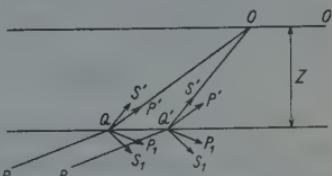


Fig. 1

*) S. W. Visser und Berlage, jun.: Beitr. z. Geophys. 19, 147 (1928).

**) B. Gutenberg: Die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen in den obersten Schichten usw. Ebenda 15 (1926).

***) V. Conrad: Beitr. z. Geophys. 20 (1928).

Punkt Q gebrochene Welle P' und die am Punkt Q' gebrochene Welle S' an. Es wird verlangt, die Bewegung von O zu bestimmen.

Es sei O der Anfangspunkt eines Koordinatensystems, dessen Y -Achse in Richtung von OO' liegt und dessen X -Achse senkrecht zu OO' nach oben weist. Als mathematische Ausdrücke für die Verrückungspotentiale der Wellenbewegungen von P' und S' werden nach der Behandlung C. G. Knotts*) die folgenden angenommen:

$$\left. \begin{array}{l} \varphi = P' e^{i(x(\alpha x + y + \omega t)} \\ \psi = S' e^{i(x(\beta x + y + \omega t - \delta))} \end{array} \right\} \dots \dots \dots \quad (1)$$

Hierin sind α und β Kotangentialen der Einfallswinkel der Wellen P' und S' . Die Geschwindigkeiten von P' bzw. S' sind

$$v_p = \frac{\omega}{\sqrt{\alpha^2 + 1}}, \quad v_s = \frac{\omega}{\sqrt{\beta^2 + 1}} \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

wo ω ihre Oberflächengeschwindigkeit ist. Aus geometrischen Beziehungen ergibt sich

$$\delta = Z(\beta - \alpha) \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (3)$$

worin Z die Schichtdicke ist. Diese Größe entspricht einer Zeitverzögerung von $\frac{Z}{a}(\beta - \alpha)$.

Nun kommen die nach der zweimaligen Reflexion an den Grenzflächen nach dem Punkt O gelangenden Wellen in Betracht (s. Fig. 2). Der Einfachheit halber sei mit P die Longitudinalwelle und mit S die Transversalwelle bezeichnet.

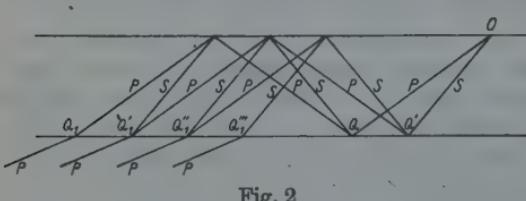


Fig. 2

Geht nun die Welle (*PPP*) von dem Punkt Q_1 nach O , so läßt sich die Verzögerung, die sie auf diesem Wege erleidet, folgendermaßen berechnen:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{Z}{\omega} 2 \alpha \dots (4)$$

Die von Q'_1 nach dem Punkt O laufenden Wellen sind (SPP), (PSP) und (PPS), welche sich gegenüber (PPP) noch um δ/ω verspätet. Die von Q''_1 nach O kommenden Wellen (SSP), (SPS) und (PSS) haben die Verzögerung $(\sigma - 2\delta)/\omega$, und zuletzt läuft die Welle (SSS) nach O mit der Zeitverzögerung $(\sigma - 3\delta)/\omega$.

Für die Aufzählung aller Wellen, die nach der wiederholten Reflexion an den beiden Grenzen nach O kommen, gilt das Gesetz der Permutationen, mit dessen Hilfe man ohne Schwierigkeit noch weiter gehen kann.

*) C. G. Knott: Reflexion and refraction of elastic waves with seismological applications. Phil. Mag. **48** (1899). July.

Für die Verhältnisse zwischen den Amplituden in den Ausdrücken der Verrückungspotentiale wählen wir die folgenden Bezeichnungen:

$q = S'/P'$ oder das Amplitudenverhältnis der hineingebrochenen P - zur S -Welle im Falle des Einfalls der P -Welle.

\bar{p}_p, \bar{s}_p = die Amplitudenverhältnisse der reflektierten P - und S -Welle zu der einfallenden P -Welle an der Oberfläche.

p_p, p_s = dieselbe Größe an der unteren Grenzfläche, wenn die P -Welle vom Innern der Schicht einfällt.

\bar{s}_p, s_s = die Verhältnisse der Amplituden der reflektierten P - und S -Welle zur Amplitude der an der Oberfläche einfallenden S -Welle.

s_p, s_s = dieselbe Größe an der unteren Grenzfläche, wenn die S -Welle vom Innern der Schicht einfällt.

Setzen wir $P' = 1$ voraus, dann können die Ausdrücke für alle am Punkt O ankommenden Wellen in folgenden Formen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \varphi' &= e^{ix(\alpha x + y + wt)} + [\bar{p}_p p_p e^{ix(\alpha x + y + wt - \sigma)} + \{\bar{p}_s s_p + q \bar{s}_p p_p\} e^{ix(\alpha x + y + wt - \sigma - \delta)} \\ &\quad + q \bar{s}_s s_p e^{ix(\alpha x + y + wt - \sigma - 2\delta)}] + [\bar{p}_p p_p \bar{p}_p p_p e^{ix(\alpha x + y + wt - 2\sigma)} \\ &\quad + \{\bar{p}_s s_p \bar{p}_p p_p + \bar{p}_p p_s \bar{s}_p p_p + \dots\} e^{ix(\alpha x + y + wt - 2\sigma - \delta)} + \dots \\ &\quad + q \bar{s}_s s_s \bar{s}_s s_p e^{ix(\alpha x + y + wt - 2\sigma - 4\delta)}] + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

$$\psi' = q e^{ix(\beta x + y + wt - \delta)} + [\bar{p}_p p_s e^{ix(\beta x + y + wt - \sigma - \delta)} + \{\bar{p}_s s_q + q \bar{s}_p p_s\} e^{ix(\beta x + y + wt - \sigma - 2\delta)} \\ + q \bar{s}_s s_q e^{ix(\beta x + y + wt - \sigma - 3\delta)}] + [\bar{p}_p p_p \bar{p}_p p_s e^{ix(\beta x + y + wt - 2\sigma - \delta)} \\ + \{\bar{p}_s s_p \bar{p}_p p_s + \bar{p}_p p_s \bar{s}_p p_s + \dots\} e^{ix(\beta x + y + wt - 2\sigma - 2\delta)} + \dots \\ + q \bar{s}_s s_q \bar{s}_s s_p e^{ix(\beta x + y + wt - 2\sigma - 5\delta)}] + \dots$$

Diese Wellen verteilen sich auch am Punkte O auf die reflektierte und refraktierte. Setzt man voraus, daß die Energie der letzteren gleich Null ist, so wird die Bewegung am Punkt O aus der einfallenden und reflektierten Welle bestimmt. Bezeichnet man die Ausdrücke der Verrückungspotentiale von der Formel (5) mit $\varphi'(\alpha)$ und $\psi'(\beta)$, so kann man die von der reflektierten P -Welle durch $\bar{p}_p \varphi'(-\alpha)$ und $\bar{s}_p \psi'(-\alpha)$, und die von der reflektierten S -Welle durch $\bar{s}_s \psi'(-\beta)$ und $\bar{p}_s \varphi'(-\beta)$ ausdrücken. Die Verrückungspotentiale für die Bewegung in O werden:

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi'(\alpha) + \bar{p}_p \varphi'(-\alpha) + \bar{s}_p \psi'(-\alpha), \\ \psi &= \psi'(\beta) + \bar{s}_s \psi'(-\beta) + \bar{p}_s \varphi'(-\beta). \end{aligned}$$

Bezeichnet man weiter die nach oben gerichtete Verrückung mit u und die horizontale mit v , so ergibt sich

$$\begin{aligned} u &= \left[\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right]_{x=0, y=0}, \\ v &= \left[\frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right]_{x=0, y=0}. \end{aligned}$$

Durch Differentiation erhalten wir

$$u := i \alpha [\alpha m(\varphi')_0 + n(\psi')_0], \\ v := i \alpha [-\beta m'(\psi')_0 + n(\varphi')_0],$$

worin bedeuten:

$$m = 1 - \bar{p}_p + \bar{p}_s/\alpha, \quad m' = 1 - \bar{s}_s - \bar{s}_p/\beta, \\ n = 1 + \bar{s}_s - \bar{s}_p \alpha, \quad n' = 1 + \bar{p}_p + \bar{p}_s \beta.$$

Wenn man für p_p , \bar{p}_s , \bar{s}_s und \bar{s}_p die schon bekannten Ausdrücke *) benutzt, so kann man leicht beweisen, daß $m = m'$ und $n = n'$ ist. Mit unseren Bezeichnungen:

$$m = m' = \frac{2(\beta^4 - 1)}{(\beta^3 - 1)^2 + 4\alpha\beta}, \\ n = n' = \frac{4\alpha\beta(\beta^3 + 1)}{(\beta^3 - 1)^2 + 4\alpha\beta}.$$

Schließlich ergibt sich

$$u = i \alpha m[(\varphi')_0 + k(\psi')_0], \\ v = i \alpha n[(\varphi')_0 + h(\psi')_0], \\ k = \frac{2\beta}{\beta^3 - 1}, \quad h = -\frac{\beta^3 - 1}{2\alpha}. \quad \left. \right\} \dots \dots \dots \quad (6)$$

Setzt man die Formeln (5) in (6) ein, so erhält man für die Sinuswelle:

$$u = a_0 \sum_{i=0}^{i=\infty} \sum_{j=0}^{j=2i+1} a_{ij} \sin k(\omega t - \varrho_{ij}), \\ v = b_0 \sum_{i=0}^{i=\infty} \sum_{j=0}^{j=2i+1} b_{ij} \sin k(\omega t - \varrho_{ij}), \quad \left. \right\} \dots \dots \dots \quad (7)$$

mit

$$\varrho_{ij} = i\sigma + j\delta,$$

und

$$a_0 = \alpha m, \quad a_{00} = 1, \quad a_{01} = kq; \\ a_{10} = \bar{p}_p p_p, \\ a_{11} = \bar{p}_s s_p + q \bar{s}_p p_p + \bar{p}_p p_s k, \\ a_{12} = q \bar{s}_s s_p + \bar{p}_s s_s k + q \bar{s}_p p_s k, \\ a_{13} = q \bar{s}_s s_s k; \\ a_{20} = \bar{p}_p p_p \bar{p}_p p_p, \dots; \\ \dots \dots \dots \quad \left. \right\} \dots \dots \dots \quad (8)$$

$$b_0 = \alpha n, \quad b_{00} = 1, \quad b_{01} = hq; \\ b_{10} = \bar{p}_p p_p, \\ b_{11} = \bar{p}_s s_p + q \bar{s}_p p_p + \bar{p}_p p_s h, \\ b_{12} = q \bar{s}_s s_p + \bar{p}_s s_s h + q \bar{s}_p p_s h, \\ b_{13} = q \bar{s}_s s_s h; \\ b_{20} = \bar{p}_p p_p \bar{p}_p p_p, \dots; \\ \dots \dots \dots \quad \left. \right\} \dots \dots \dots$$

*) H. Jeffreys: Month. Not. R. A. S. London Geophys. suppl. 1, 7; Handb. d. Phys. 6, 592.

Für einen stationären Zustand drücken diese Formeln eine elliptische Schwingung in der xy -Ebene aus, nämlich:

$$\left. \begin{aligned} u_e &= a_0 \sqrt{A^2 + B^2} \sin(\kappa \omega t - \Delta_1), \\ v_e &= b_0 \sqrt{C^2 + D^2} \sin(\kappa \omega t - \Delta_2), \end{aligned} \right\}$$

wo

$$\left. \begin{aligned} (A, C) &= \sum_{i=0}^{i=\infty} \sum_{j=0}^{j=2i+1} (a, b)_{ij} \cos \kappa \varrho_{ij}, \\ (B, D) &= \sum_{i=0}^{i=\infty} \sum_{j=1}^{j=2i+1} (a, b)_{ij} \sin \kappa \varrho_{ij}, \\ \operatorname{tg} \Delta_1 &= \frac{B}{A}, \quad \operatorname{tg} \Delta_2 = \frac{D}{C}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \quad (9)$$

Da die Werte der in der Formel (7) enthaltenen Konstanten $(a, b)_{ij}$ und ϱ_{ij} unabhängig von der Wellenlänge oder der Wellenperiode sind, merkt man wohl, daß man dieser Formel eine allgemeinere Gestalt geben kann, nämlich:

$$(u, v) = (a_0, b_0) \sum_{i=0}^{i=\infty} \sum_{j=0}^{j=2i+1} (a, b)_{ij} f(\omega t - \varrho_{ij}), \dots \dots \dots \quad (10)$$

worin die Konstanten $(a, b)_{ij}$ und ϱ_{ij} dieselben wie in Formel (7) sein sollen und $f(\omega t)$ die Wellenform der Anfangslongitudinalwelle bedeutet. Die Formel (10) zeigt, daß in jeder Komponente Bewegungen von ähnlicher Form in den durch ϱ_{ij}/ω bestimmten Zeitintervallen aufeinanderfolgen.

Es sei noch bemerkt, daß von der Transversalwelle, deren Schwingungsrichtung parallel zu der einfallenden Ebene ist, ganz die gleichen Formeln erhalten werden können, welche sich nur etwas in dem Betrag von q der Formeln (8) unterscheiden.

3. Numerische Behandlung. Die Amplitudenverhältnisse der Verkürzungspotentiale werden bestimmt*): einmal durch Anwendung des die Bewegung an einem Punkt auf der Grenzfläche definierenden Verrückungspotentials auf die Bedingungen, die die Bewegungs- und Kraftzustände dort erfüllen sollen, ferner mit der aus den allgemeinen Bewegungsgleichungen isotroper, elastischer Körper abgeleiteten Beziehung zwischen den in Ausdruck (1) erhaltenen Konstanten *). Durch dieses Verfahren kann man die Größen $(a, b)_{ij}$ als Funktionen von a, β und μ von beiden Seiten der Fläche ausdrücken, wo μ eine der Lamé'schen Elastizitätskonstanten ist. Da aber diese Ausdrücke so kompliziert sind, daß es schwer zu sein scheint, durch ihr Einsetzen in die Formeln von u und v eine allgemeine Gesetzmäßigkeit aufzufinden, wollen wir nun mittels der numerischen Rechnung von einem besonderen Beispiel den Wert dieser Größe feststellen. In diesem Falle setzen wir folgendes voraus:

*) C. G. Knott: I. c., S. 80; H. Jeffreys: I. c., S. 82.

An beiden Seiten der Grundfläche sind

1. die Poissonsche Konstante gleich,
2. die Geschwindigkeitsverhältnisse der P - zur S -Welle gleich — wir setzen bequemlichkeitshalber $v_p/v_s = 1.8$ —,
3. die Dichte gleich.

Es ist selbstverständlich, daß diese drei Bedingungen in Wirklichkeit zwischen der obersten Schicht und ihrem Untergrund nicht überall erfüllt sein werden. Aber man kann durch diesen idealen Fall den abweichenden Fall einigermaßen erschließen. Aus den Bedingungen (3) und (2) folgt die Beziehung:

$$\sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}} = \frac{v_s}{(v_s)_0} = \frac{v_p}{(v_p)_0} \equiv v \dots \dots \dots \quad (11)$$

Um also einen Zustand der obersten Schicht zu definieren, braucht man nur diese Größe v und die Schichtdicke Z zu kennen. In der folgenden Tabelle 1 sind die Koeffizienten der Formeln (7) für die Werte von $v = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ und 0.9 aufgeführt.

Hier stehen in den Reihen a_0 und b_0 die Beträge von $\frac{xam}{2\pi/L_s}$ und $\frac{xn}{2\pi/L_s}$, wo L_s die Wellenlänge der in der Schicht erzeugten S -Welle bedeutet.

Beim Überblick dieser Zahlen sieht man, daß es nicht einfach zu beweisen ist, ob es irgendeine Regel gibt, nach welcher bei verschiedenen einfallenden Wellen die Auswahl der Wellenlängen, die in der betreffenden Schicht herrschen, stattfindet. Denn abgesehen davon, daß die Phasenverzögerungen sich von der Kombination der zwei Konstanten bestimmen lassen, findet sich scheinbar keine einfache Regelmäßigkeit unter den Amplituden der Glieder. Deswegen wollen wir uns hier darauf beschränken, zu bemerken, daß von der Horizontalbewegung die Welle, deren Periode δ/ω gleich ist, zu überwiegen scheint.

Wir wollen nun den Entstehungszustand der Bewegung betrachten. Wir haben schon gesehen, daß ein Einsatz der Longitudinalwelle wegen der Schicht sich zu einer Reihe kleiner Einsätze zerstreut. In diesem Falle muß man diejenigen Glieder in der Formel (7) gleich Null setzen, deren Argumente des Sinus negativ sind. Bemerkenswert ist noch folgendes:

1. Die ersten Glieder bestimmen die Richtung der in die Schicht hineingebrochenen P -Welle. Bezeichnet man mit $\bar{\epsilon}$ ihren scheinbaren Emergenzwinkel, so ergibt sich $\operatorname{tg} \bar{\epsilon} = \frac{a_0 a_{00}}{b_0 b_{00}} = \frac{a_0}{b_0}$. In der Tabelle sieht man, daß a_0/b_0 abnimmt, wenn die Diskontinuität wächst.

2. Wenn die Diskontinuität sich vergrößert, so zeigen die Amplituden der zweiten und folgenden Glieder in der Horizontalbewegung eine beträchtliche Zunahme, während in der vertikalen a_{01} und a_{11} wahrscheinlich bei $v = \frac{1}{2}$ die größten Werte haben.

3. Im Falle der unendlich dünnen Schicht, wo δ und σ Null sind, fallen die von allen folgenden Gliedern dargestellten Wellen zusammen. Die Summe aller

Amplituden muß also dieselbe sein, wie wenn die oberste Schicht fehlte. Ein Beispiel: Bei $v = 0.6$ und $i_0 = 60^\circ$ läßt sich der scheinbare Einfallswinkel aus der Summe von $(a, b)_{0,0}$ bis $(a, b)_{1,3}$ berechnen: $\operatorname{tg} i_0 = 1.62$, während der aus der Formel $\sin i_0 = v_p/v_s \sin \frac{1}{2} i_0$ berechnete $\operatorname{tg} i_0 = 1.58$ ist. Diese ziemlich gute Übereinstimmung beruht darauf, daß die vernachlässigten Glieder klein sind. Sie erhält sich aber nicht bei noch kleinerem v .

4. Bestimmt man bei endlicher Dicke den Emergenzwinkel aus dem von den nachfolgenden Wellen gestörten Ausschlag der Anfangsbewegung, so ist das Resultat von der Diskontinuität, der Dicke der Schicht und der Periodenlänge abhängig. Man kann dieses Verhältnis in den unstetigen Ausdrücken (7) betrachten. Es ist zunächst klar, daß, wenn die Schicht in bezug auf die Wellenlänge dick genug ist, man dann den Einsatz vom zweiten Gliede bemerken kann.

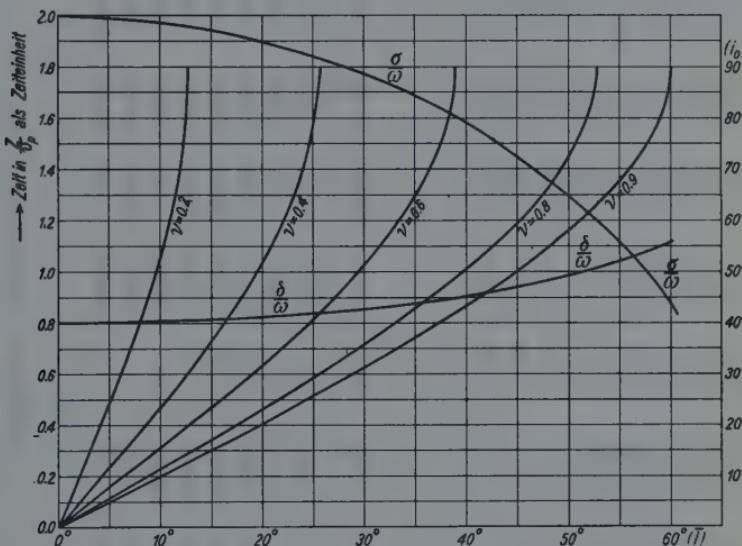


Fig. 3

4. Der Emergenzwinkel. Um die Wirkung der Schicht auf den Emergenzwinkel zu untersuchen, wollen wir zuerst die Verzögerungsmaße δ und σ betrachten. Aus den Formeln (3) und (4) erhält man

$$\frac{\delta}{\omega} = \frac{Z}{v_p} \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\alpha^2 + 1}} \quad \dots \dots \dots \quad (3')$$

$$\frac{\sigma}{\omega} = \frac{Z}{v_p} \frac{2\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + 1}} \quad \dots \dots \dots \quad (4')$$

Also sind die Verzögerungszeiten unabhängig von dem Grade der Diskontinuität. In Fig. 3 stellen wir diese Zeit in Z/v_p als Zeiteinheit dar, indem ein Geschwin-

Tabelle 1a. $\nu = 0.9$ ($a_{00} = b_{00} = 1$)

t_0	$a_{0,1}$	$a_{1,0}$	$a_{1,1}$	$a_{1,2}$	$a_{1,3}$	$a_{2,0}$	b_0	$b_{0,1}$	$b_{1,0}$	$b_{1,1}$	$b_{1,2}$	$b_{1,3}$
0°	1.11	—	-0.05	—	—	—	0.00	+0.11	-0.05	+0.10	-0.10	-0.01
10	1.09	—	-0.05	-0.01	—	—	0.19	+0.11	-0.05	+0.09	-0.10	-0.01
20	1.05	-0.01	-0.04	-0.02	—	—	0.38	+0.11	-0.04	+0.07	-0.08	—
30	0.98	-0.02	-0.03	-0.03	+0.01	—	0.54	+0.11	-0.03	+0.04	-0.05	—
40	0.89	-0.03	-0.02	-0.03	+0.01	—	0.68	+0.11	-0.02	+0.01	-0.02	—
50	0.79	-0.05	-0.02	-0.03	0	—	0.79	+0.11	-0.02	-0.01	0	—
60	0.69	-0.07	-0.02	0	-0.01	—	0.87	+0.12	-0.02	0	+0.02	—
70	0.61	-0.09	-0.02	+0.04	-0.03	—	0.91	+0.12	-0.02	+0.03	+0.05	—
80	0.55	-0.10	-0.02	+0.11	-0.05	—	0.92	+0.13	-0.04	+0.10	+0.06	—
89	0.53	-0.11	-0.04	+0.24	-0.07	—	0.92	+0.13	-0.08	+0.22	+0.08	—

Tabelle 1b. $\nu = 0.8$ ($a_{00} = b_{00} = 1$)

t_0	$a_{0,1}$	$a_{1,0}$	$a_{1,1}$	$a_{1,2}$	$a_{1,3}$	$a_{2,0}$	b_0	$b_{0,1}$	$b_{1,0}$	$b_{1,1}$	$b_{1,2}$	$b_{1,3}$
0°	1.11	—	-0.11	—	—	+0.01	0.00	+0.25	-0.11	+0.21	-0.21	-0.03
10	1.10	—	-0.10	-0.01	—	+0.01	0.17	+0.25	-0.10	+0.20	-0.21	-0.03
20	1.06	-0.01	-0.09	-0.03	+0.01	—	0.34	+0.25	-0.09	+0.16	-0.18	-0.02
30	1.01	-0.03	-0.07	-0.05	+0.01	—	0.48	+0.25	-0.07	+0.11	-0.14	-0.01
40	0.94	-0.06	-0.05	-0.05	-0.07	+0.01	0	0.62	+0.26	-0.05	+0.05	-0.09
50	0.86	-0.09	-0.05	-0.05	+0.01	—	0	0.72	+0.26	-0.05	+0.01	-0.03
60	0.79	-0.12	-0.05	-0.02	-0.01	—	0	0.80	+0.27	-0.05	+0.01	+0.03
70	0.73	-0.15	-0.07	-0.06	-0.04	—	+0.01	0.85	+0.27	-0.07	+0.05	+0.08
80	0.69	-0.17	-0.11	-0.20	-0.08	—	+0.01	0.88	+0.28	-0.11	+0.16	+0.14
89	0.67	-0.18	-0.19	-0.42	-0.12	-0.01	+0.04	0.89	+0.28	-0.19	+0.34	+0.21

Tabelle 1c. $\nu = 0.6$ ($a_{00} = b_{00} = 1$)

t_0	$a_{0,1}$	$a_{1,0}$	$a_{1,1}$	$a_{1,2}$	$a_{1,3}$	$a_{2,0}$	b_0	$b_{0,1}$	$b_{1,0}$	$b_{1,1}$	$b_{1,2}$	$b_{1,3}$
0°	1.11	0	-0.25	0	—	—	+0.06	0.00	+0.67	-0.25	+0.48	-0.48
10	1.10	-0.01	-0.24	-0.01	—	—	+0.06	0.13	+0.67	-0.24	+0.46	-0.48
20	1.09	-0.02	-0.22	-0.03	—	—	+0.05	0.25	+0.68	-0.22	+0.42	-0.45
30	1.06	-0.05	-0.19	-0.05	+0.01	+0.01	+0.04	0.37	+0.69	-0.19	+0.34	-0.40
40	1.02	-0.08	-0.17	-0.08	—	—	+0.01	0.47	+0.72	-0.17	+0.25	-0.34

00	0.98	-0.12	-0.15	-0.07	+0.01	+0.02	0.55	+0.14	-0.15	+0.17	-0.24	-0.05	+0.02
60	0.94	-0.17	-0.16	-0.03	0	0	0.62	+0.77	-0.16	+0.12	-0.12	-0.01	+0.02
70	0.90	-0.21	-0.19	+0.08	-0.02	-0.01	0.67	+0.79	-0.19	+0.12	+0.04	+0.02	+0.04
80	0.88	-0.24	-0.29	+0.28	-0.05	-0.02	0.70	+0.81	-0.29	+0.18	+0.26	+0.05	+0.08
89	0.87	-0.25	-0.45	+0.61	-0.09	-0.03	0.71	+0.82	-0.45	+0.30	+0.54	+0.09	+0.09

Tabelle 1d. $\nu = 0.4$ ($a_{00} = b_{00} = 1$)

0°	1.11	0	-0.43	0	0	+0.18	0.000	+1.50	-0.43	+0.85	-0.85	-0.64	+0.18
10	1.11	-0.01	-0.42	0	0	+0.18	0.079	+1.51	-0.42	+0.83	-0.85	-0.63	+0.18
20	1.10	-0.02	-0.41	-0.02	-0.01	+0.01	0.168	+1.55	-0.41	+0.80	-0.84	-0.61	+0.17
30	1.09	-0.05	-0.38	-0.03	-0.01	+0.02	0.244	+1.60	-0.38	+0.73	-0.82	-0.56	+0.15
40	1.07	-0.08	-0.36	-0.04	-0.02	+0.02	0.315	+1.68	-0.36	+0.64	-0.77	-0.49	+0.13
50	1.05	-0.12	-0.34	-0.03	-0.02	+0.03	0.374	+1.77	-0.34	+0.55	-0.69	-0.41	+0.12
60	1.04	-0.17	-0.33	+0.01	-0.03	+0.02	0.444	+1.88	-0.33	+0.44	-0.51	-0.26	+0.11
70	1.02	-0.21	-0.37	+0.10	-0.02	+0.01	0.457	+1.99	-0.37	+0.33	-0.29	-0.13	+0.14
80	1.01	-0.24	-0.49	+0.29	+0.01	-0.01	0.477	+2.06	-0.49	+0.21	+0.14	+0.07	+0.24
89	1.01	-0.25	-0.68	+0.59	+0.04	-0.04	0.484	+2.09	-0.68	+0.02	+0.82	+0.34	+0.47

Tabelle 1e. $\nu = 0.2$ ($a_{00} = b_{00} = 1$)

0°	1.11	0	-0.68	0	0	+0.46	0.000	+4.00	-0.68	+1.33	-1.33	-2.67	+0.46
10	1.11	0	-0.66	0	0	+0.44	0.043	+4.11	-0.66	+1.33	-1.34	-2.72	+0.44
20	1.11	-0.01	-0.66	+0.01	-0.01	+0.43	0.085	+4.25	-0.66	+1.31	-1.35	-2.74	+0.43
30	1.10	-0.03	-0.65	+0.01	-0.03	+0.42	0.123	+4.44	-0.65	+1.28	-1.36	-2.74	+0.42
40	1.10	-0.05	-0.64	+0.03	-0.05	+0.41	0.158	+4.71	-0.64	+1.21	-1.36	-2.73	+0.41
50	1.10	-0.08	-0.62	+0.05	-0.07	+0.40	0.189	+5.13	-0.62	+1.13	-1.35	-2.72	+0.39
60	1.09	-0.12	-0.63	+0.10	-0.08	+0.05	0.213	+5.64	-0.63	+1.00	-1.26	-2.60	+0.40
70	1.09	-0.15	-0.66	+0.16	-0.06	+0.06	0.231	+6.12	-0.66	+0.74	-1.01	-2.22	+0.44
80	1.08	-0.18	-0.71	+0.26	+0.01	+0.04	0.241	+6.48	-0.71	+0.26	-0.41	-1.30	+0.50
89	1.08	-0.19	-0.88	+0.42	+0.18	+0.01	0.77	+6.60	-0.88	-0.63	+0.57	-0.03	+0.77

digkeitsverhältnis von 1.8 vorausgesetzt ist. Die mit δ/ω und σ/ω bezeichneten Kurven zeigen, wie diese Zeit sich mit dem scheinbaren Einfallswinkel \bar{i} der durch das erste Glied vertretenen Welle ändert. Die Kurven mit den Werten von ν zusammen mit dem Winkelgradmaß von der rechten Seite zeigen die Einfallswinkel i_0 der Anfangswellen gegen die untere Grundfläche bei der betreffenden Größe von ν und \bar{i} . δ/ω nimmt allmählich mit dem Winkel \bar{i} von 0.8 bis etwa 1.0 zu, während σ/ω außer bei großen Werten von i ungefähr doppelt so groß wie δ/ω ist. Das zweite Glied ist also für die Untersuchung der Entstehung der ersten Bewegung bedeutsam. Unsere unstetigen Formeln lauten bis zum zweiten Gliede

$$\left. \begin{aligned} u &= a_{00} [a_{00} \sin nt + a_{01} \sin n(t-\tau)], \\ v &= b_{00} [b_{00} \sin nt + b_{01} \sin n(t-\tau)], \\ \frac{\delta}{\omega} &= \tau, \\ \pi \omega &= n = \frac{2\pi}{T}. \end{aligned} \right\} \dots \quad (12)$$

wo gesetzt ist

Bei der Ankunft der zweiten Welle tritt an Stelle der Bewegung der ersten die zusammengesetzte Bewegung der ersten und zweiten, welche in der Periodenlänge gleich, in der Phase und Amplitude dagegen verschieden von der ersten ist. (Zur Abkürzung bezeichnen wir nachher die erste mit I und die zweite zusammengesetzte mit II.)

Es ist besonders bemerkenswert, daß in der Horizontalkomponente bei b_{00} und b_{01} dieselben Zeichen auftreten, während in der Vertikalkomponente a_{00} und a_{01} verschiedene Zeichen haben (s. Tabelle 1).

Wir wollen uns hier auf den Fall der einfallenden Sinuswelle beschränken.

Ist τ größer als ein Viertel der Wellenperiode T , so kann man aus den Aufzeichnungen die maximale Verrückung von I abmessen. Unter Berücksichtigung des oben erwähnten Zeichens der zweiten Glieder kann man sofort schließen, daß die ersten Maxima der Bewegung in der Horizontal- und Vertikal-Komponente nicht in derselben Zeit hervortreten; die Wirkung irgendeiner elastisch dünnen Erdschicht auf die seismographischen Aufzeichnungen darin besteht, daß der Maximalpunkt eines Einsatzes der Bewegung vorwärts in der Vertikal- und rückwärts in der Horizontalkomponente verschoben wird. Bestimmt man den Emergenzwinkel dieses Einsatzes wie gewöhnlich mittels der Ablesungen der Maximalpunkte, so ist es nötig, eine Korrektion dafür anzubringen. Wenn die Werte von δ , σ und $(a, b)_j$ gegeben sind, ist die graphische Methode vorzüglich geeignet, diese Korrektion zu ermitteln, indem man die Einsatzes verschiedener Wellen in der unstetigen Formel (7) in einer Kurve zusammensetzt. Ziehen wir näherungsweise nur I und II in Betracht, dann läßt sich der falsche

Emergenzwinkel E , der zu korrigieren ist, mit Rücksicht auf Formel (9) folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} E &= \frac{a_0}{b_0} \sqrt{\frac{(1 + a_{01} \cos n\tau)^2 + (a_{01} \sin n\tau)^2}{(1 + b_{01} \cos n\tau)^2 + (b_{01} \sin n\tau)^2}} \\ &= \operatorname{tg} \bar{\varepsilon} \cdot \xi, \end{aligned} \quad \dots \quad (13 \text{ a})$$

wenn $\cos n\tau + a_{01} > 0$,

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} E &= \frac{a_0}{b_0} \sqrt{\frac{\sin n\tau}{(1 + b_{01} \cos n\tau)^2 + (b_{01} \sin n\tau)^2}} \\ &= \operatorname{tg} \bar{\varepsilon} \cdot \xi', \end{aligned} \quad \dots \quad (13 \text{ b})$$

wenn $\cos n\tau + a_{01} < 0$.

Hierin bedeutet ε' den scheinbaren Emergenzwinkel von I, und $\cos n\tau + a_{01}$ ist der Faktor, der das Vorzeichen der Anfangsneigung von II bestimmt. Wenn $\cos n\tau + a_{01} = 0$, ist $\xi = \xi'$.

Im strengen Sinne sind diese Formeln (13) für den Wert von n zwischen $n\tau < \pi/2$ und $\pi/2 + \Delta_2 < n(\sigma/\omega)$ gültig, wo $\operatorname{tg} \Delta_2 = \frac{b_{01} \sin n\tau}{1 + b_{01} \cos n\tau}$. Wenn

$\pi/2 + \Delta_2 > n \frac{\sigma}{\omega}$, dann stört das dritte Glied die Lage des Maximums. Auch im letzten Falle kann man mittels der Kurve III die weitere Korrektion erhalten usw.

Tabelle 2. Die Werte von ξ

n	t_0	$\bar{\varepsilon}$	$n\tau = 0$	$n\tau = \frac{1}{4}\pi$	$n\tau = \frac{1}{3}\pi$	$n\tau = \frac{5}{12}\pi$	$n\tau = \frac{1}{2}\pi$
0.9	10°	10.0°	0.90	0.93	0.94	0.98	0.99
	50	45.0	0.83	0.90	0.92	0.96	0.99
	80	59.0	0.76	0.85 (84)	0.89	0.94	0.99
0.8	10	8.8	0.79	0.84	0.87	0.92	0.97
	50	39.8	0.70	0.78 (82)	0.84	0.89	0.97
0.6	80	51.9	0.58	0.73 (75)	0.80 (82)	0.87 (89)	0.96 (97)
	10	6.7	0.59	0.64	0.69	0.75	0.83
	50	29.6	0.47	0.57 (58)	0.63	0.70	0.81
0.4	80	38.3	0.36	0.51 (55)	0.58	0.67	0.78
	10	4.4	0.36	0.43	0.46	0.50	0.56
0.2	50	19.6	0.295	0.35 (36)	0.39	0.44	0.49
	80	25.3	0.213	0.297 (312)	0.34	0.39	0.44
0.2	10	2.2	0.198	0.206 (215)	0.218	0.224	0.236
	50	9.7	0.142	0.162 (165)	0.169	0.180	0.191
	80	12.6	0.101	0.122 (125)	0.132	0.142	0.153

Um die Größenordnung des Betrages von ξ zu veranschaulichen, sind in der Tabelle 2 diese Werte für unseren Fall (d. h. $v_p/v_s = 1.8$, $\mu/\mu_0 = \nu^2$) aufgeführt. Die mit $n\tau = 0$ bezeichnete Reihe ist für den Fall der fehlenden Schicht ausgerechnet. Die in Klammern eingeschlossenen Zahlen sind diejenigen, die für Bewegung III graphisch weiter korrigiert sind. Die zweite Korrektion darf man

für gewöhnliche Ansprüche vernachlässigen. Für die Genauigkeit der Zahlen in dieser Tabelle ist es auch nicht nötig, die Formeln (18b) zu gebrauchen. Also kann man näherungsweise schreiben:

$$\xi^2 = \frac{(1 + a_{01} \cos n\tau)^2 + (a_{01} \sin n\tau)^2}{(1 + b_{01} \cos n\tau)^2 + (b_{01} \sin n\tau)^2}, \quad \frac{1}{4}\pi < n\tau < \frac{1}{2}\pi \dots \quad (14)$$

In Fig. 4 stellen die ausgezogenen Kurven die berechneten Werte von ξ dar; diese Kurven sollen sich von $n\tau = \frac{1}{6}\pi$ bis $n\tau = 0$ wegen der Wirkung der nacheinanderfolgenden Wellen mit zahlreichen kleinen Schwankungen um die gestreckten Kurven verlagern. Diese

Schwankungen lassen sich aber in der Nähe von $n\tau = 0$ als unendlich klein ansehen.

Wenn $n\tau \geq \frac{1}{2}\pi$, muß es möglich sein, die Kurve I von II zu unterscheiden. Auch in diesem Falle kann man durch die Bestimmung der Kurve I oder II den Emergenzwinkel erhalten. Z. B. ist ν klein, demgemäß die Kurve I_h in der Horizontalkomponente klein, dann ist es zuweilen sicherer, die Kurve II_h in der Horizontal- und die Kurve I_v in der Vertikalkomponente zu bestimmen und damit dann mittels der Formel (9) die kommende Richtung der Welle.

Versteht man unter den scheinbaren Perioden T_h und T_v die vierfache Zeitdauer vom Anfang bis zum ersten Maximum in jeder Komponente, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Kurven I und II das folgende Verhältnis:

$$\frac{T_h}{T_v} = \frac{\frac{1}{2}\pi + \Delta_2}{\frac{1}{2}\pi + \Delta_1} \dots \dots \dots \quad (15)$$

wobei

$$\operatorname{tg} \Delta_1 = \frac{a_{01} \sin n\tau}{1 + a_{01} \cos n\tau}, \quad \operatorname{tg} \Delta_2 = \frac{b_{01} \sin n\tau}{1 + b_{01} \cos n\tau}.$$

Beispiel: Wenn $n\tau = 60^\circ$, $i_0 = 50^\circ$, dann erhält man

$\nu:$	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9
$T_h/T_v:$	1.64	1.54	1.88	1.19	1.08

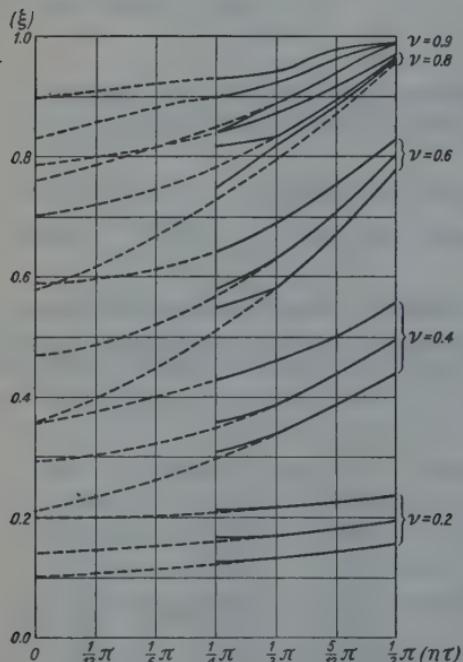


Fig. 4

Es sei hier bemerkt, daß sich ein ähnliches Verhältnis in der Aufzeichnung erhalten läßt, welches, wegen der geringeren Eigenperiode der Vertikalinstrumente, auf der Wirkung des Seismographen selbst beruht*).

In der praktischen Seismologie wird es vorteilhafter sein, statt mit ξ , mit einer passenden Korrektion direkt den scheinbaren Emergenzwinkel für den Fall $n\tau = 0$ zu ermitteln (s. Tabelle 3). Wenn man bei einem Erdbeben die betreffende Größe einer solchen Korrektion ausrechnen will, muß man erst die Periode des Anfangsteiles der anlaufenden Longitudinalwelle bestimmen. Hierfür bedarf es einer komplizierten Ermittlung, indem man nach der Absonderung der instrumentalen Wirkungen die Formel (15) benutzt, mit Rücksicht darauf, daß Δ_1 gewöhnlich klein ist.

Tabelle 3. Der Wert von η .

Bezeichnet man mit I den Winkel 90° -E und mit \bar{i}_0 den scheinbaren Emergenzwinkel im Falle der fehlenden Schicht, so ergibt sich $\operatorname{tg} \bar{i}_0 = \eta \operatorname{tg} I$.

v	i_0	$n\tau = 0$	$n\tau = \frac{1}{4}\pi$	$n\tau = \frac{1}{3}\pi$	$n\tau = \frac{5}{12}\pi$	$n\tau = \frac{1}{2}\pi$
0.9	10°	1.00	1.04	1.05	1.09	1.10
	50	1.00	1.08	1.11	1.16	1.19
	80	1.00	1.10	1.17	1.24	1.30
0.8	10	1.00	1.06	1.10	1.16	1.22
	50	1.00	1.18	1.21	1.28	1.39
	80	1.00	1.30	1.42	1.58	1.68
0.6	10	1.00	1.09	1.17	1.27	1.41
	50	1.00	1.24	1.35	1.50	1.73
	80	1.00	1.53	1.62	1.87	2.17
0.4	10	1.00	1.20	1.28	1.37	1.53
	50	1.00	1.22	1.32	1.47	1.66
	80	1.00	1.46	1.64	1.88	2.07
0.2	10	1.00	1.09	1.10	1.13	1.19
	50	1.00	1.16	1.19	1.27	1.35
	80	1.00	1.24	1.31	1.41	1.52

5. Überschlagsrechnung. 1. Während man durch Tabelle 1 und Fig. 2 die Werte der in der Formel (10) enthaltenen Konstanten für einen besonderen Fall kennt, kann man auch, wenn man über die Regel der Änderung dieser Größe unterrichtet ist, die Werte bei anderen Fällen berechnen. Von den Konstanten sind, wie gesagt, a_{01} , b_{01} und τ die wichtigsten.

Die Zeitverzögerung τ , die von v_p und v_s in der Schicht und von Z abhängt, zeigt nur eine geringe Änderung mit dem Einfallswinkel \bar{i} . Näherungsweise ergibt sich aus der Formel (3'):

$$\tau = (r - 1) \left(1 + \frac{r}{2} \sin^2 \frac{1}{2} \bar{i} \right) \frac{Z}{v_p} \text{ **).}$$

Für $\bar{i} = 0$: $\tau_n = (r - 1) \frac{Z}{v_p}, \quad r = \frac{v_p}{v_s} \dots \dots \dots \quad (16)$

*) H. P. Berlages Untersuchung: Lehrb. d. Geophys. von Gutenberg, S. 285, Berlin 1928; S. T. Nakamura: Proc. Imp. Acad. Tokyo 3, 32 (1927).

**) Vgl. S. W. Visser und Berlage, jun.: l. c., S. 79.

Durch diese Beziehung zusammen mit der Fig. 1 kann man die Größe von τ für jeden Fall aus dem Wert von r abschätzen.

2. Die Größen von a_{01} und b_{01} werden durch die folgenden Ausdrücke gegeben:

$$a_{01} = k q, \quad b_{01} = h q.$$

Hierin sind $k = \frac{1}{\Phi(\beta)}$, $h = -\frac{\beta}{\alpha} \Phi(\beta)$,

$$q = -\frac{\alpha - \Phi(\beta_0) + \frac{\mu}{\mu_0} \left(\frac{\beta}{\beta_0} \Phi(\beta) - \alpha \right)}{\beta \Phi(\beta_0) + 1 + \frac{\mu}{\mu_0} \left(\beta \Phi(\beta) + \frac{\beta}{\beta_0} \right)}, \quad \left. \right\} \dots \dots \quad (17)$$

wo gesetzt ist

$$\Phi(a) = \frac{a^2 - 1}{2a}.$$

Der Index 0 bedeutet, daß es sich um die untere Schicht handelt. Infolge der Bedingung der Stetigkeit der Dichte haben wir in unserer Rechnung $\nu^2 = \mu/\mu_0$ gesetzt. Im allgemeinen muß man $\nu^2 \frac{d}{d_0}$ an die Stelle von ν^2 setzen, wobei d die Dichte bedeutet. Mit dem folgenden Beispiel wollen wir uns den Betrag der Änderung von q wegen der Diskontinuität der Dichte vergegenwärtigen.. Wir nehmen einen großen Unterschied der Dichte an beiden Seiten der Grenzfläche an und setzen $d_0 = 2d$. Die prozentuale Zunahme in q bei verschiedenen Werten von ν läßt sich in folgende Tabelle bringen:

Einfallsinkel	10°	50°	80°
Bei $\nu = 0.8$	11	13	14
$\nu = 0.6$	9	10	13
$\nu = 0.4$	3	7	10
$\nu = 0.2$	1	4	6

Wenn diese Beträge bei größerem ν auch einigermaßen wachsen, so muß man doch berücksichtigen, daß die Werte von q selbst klein sind, außerdem, daß eine große Dichteänderung sich kaum erwarten läßt, wenn ν nahe gleich der Einheit ist. Für den Zweck der Überschlagsrechnung also darf man im wesentlichen von der Dichteänderung absehen.

3. Der Bedingung, daß $v_p/v_s = 1.8$, entspricht, daß die Poissonsche Konstante 0.28 ist. Dieser Wert wird in grobem Maßstabe im allgemeinen überall im Erdinnern bis zum Kern angenommen. Für die obersten Erdschichten scheint er allerdings kaum noch zu gelten. Während die Geschwindigkeit der P -Welle in der Oberflächenschicht von vielen Forschern an verschiedenen Orten gemessen ist, fehlt es uns noch an eingehender Kenntnis der S -Welle. Aus der im Labora-

torium gemessenen Elastizitätskonstante der Gesteine berechnet man verschiedene Werte der Geschwindigkeit der P - und S -Wellen, je nach der Art und der Entstehungs- und Verwitterungszustände der Gesteine. Der grobe Durchschnitt zeigt, daß der Wert v_p/v_s für die Gesteine des geologisch mittleren Alters ziemlich 1.8 ist, der für die tertiären Gesteine um 0.2 und der für die duvialen um 0.1 kleiner ist. Für das einzelne Gestein weicht er weit nach oben und unten vom mittleren Werte ab. Da die Erdoberfläche eine Mannigfaltigkeit der mehr oder minder verschiedenen verwitterten Gesteine ist, kann man nicht einen durchschnittlichen Wert dafür annehmen. Die durch einige Sprengungsexperimente*) nachgewiesene Größe der Geschwindigkeit der elastischen Wellen lassen weit verschiedene Werte von r vermuten.

Wir wollen nun die Änderung von a_{01} und b_{01} feststellen, wenn r von dem Wert 1.8 abweicht. In der Tabelle 1 sieht man, daß diese zwei Größen keine verwickelte Abhängigkeit zum Einfallswinkel i_0 zeigen. Deshalb kann man durch die Bestimmung des Anfangs- und Endpunktes die Näherungskurven von a_{01} und b_{01} für die in der Tabelle nicht enthaltenen Werte von r bilden. Versteht man hier unter ν das Verhältnis $v_p/(v_p)_0$ und unter ν' das Verhältnis $v_s/(v_s)_0$, dann ergibt sich $\nu' = \frac{r_0}{r} \nu$, wobei die Größen mit dem Index 0 die der unterlagernden Schicht bedeuten. Ist der Einfallswinkel Null, von der Diskontinuität der Dichte abgesehen, so erhält man aus der Formel (17):

$$\left. \begin{array}{l} a_{01} = 0 \\ b_{01} = \frac{1}{\nu'} - 1 \end{array} \right\}_{i_0=0} \dots \dots \dots \quad (18)$$

Wenn $r = r_0$, so ist

$$\left. \begin{array}{l} a_{01} = 0, \\ b_{01} = \frac{1}{\nu} - 1 \end{array} \right\}_{i_0=0} \dots \dots \dots \quad (19)$$

Der letzte ist der Fall der Tabelle 1, welche wir für verschiedene Werte von ν ergänzen wollen. Wenn $i_0 = 90^\circ$, setzt man die Zahlenwerte von $\alpha = \sqrt{1/\nu^2 - 1}$, $\beta = \sqrt{r^2/\nu^2 - 1}$ und $\beta_0 = \sqrt{r_0^2 - 1}$ in die Formeln (17) ein und hat dann die Endwerte von a_{01} und b_{01} für ν bestimmt. Mit Hilfe dieser Anfangs- und Endwerte kann man mit Rücksicht auf die nächste ausgerechnete Zahlenreihe die Tabelle 1 ergänzen. Es ist die Frage, ob man, falls $r \neq r_0$, die ergänzte Tabelle benutzen darf. Unter Berücksichtigung von den Beziehungen (18) und (19) wollen wir statt des Falles ($r \neq r_0$, $\nu = \nu'$) den Fall ($r = r_0$, $\nu = \nu'$) aus der

*) G. Angenheister: Zeitschr. f. Geophys. 3, 30 (1927); W. Schweider und H. Reich: Beitr. z. Geophys. 17, 121 (1927); La Courtine: Lehrb. d. Geophys. von Gutenberg, S. 605. Berlin 1928.

ergänzten Tabelle nehmen. Einen Vergleich beider Fälle sieht man an dem folgenden Zahlenbeispiel:

		$r = 20$	$r_0 = 1.8$
		$\overbrace{a_{01}}^{0^{\circ} \quad 90^{\circ}}$	$\overbrace{b_{01}}^{0^{\circ} \quad 90^{\circ}}$
$r = 2.0$	$v = 0.4$	0	0.22
$r_0 = 1.8$			1.78
$r = 1.8$	$v = 0.36$	0	0.24
$r_0 = 1.8$			1.78
$r = 2.0$	$v = 0.8$	0	0.19
$r_0 = 1.8$			0.39
$r = 1.8$	$v = 0.72$	0	0.25
$r_0 = 1.8$			0.39
			0.51

Die Ausrechnung für die Werte von i_0 zwischen 0 und 90° lehrt uns, daß diese Zahlenreihen vom Anfang bis ungefähr zur Mitte fast übereinstimmen und daß ihre Verschiedenheit bei 90° am größten ist. Wir können also im Falle ($r \neq r_0, v = v'$) die Werte von a_{01} und b_{01} näherungsweise durch die für den Fall ($r = r_0, v = v'$) in der Tabelle angeführten Werte ersetzen.

4. Von der Beobachtung der Anfangsbewegung des Erdbebens läßt sich meistenteils nicht eine zeitlich und räumlich hohe Genauigkeit behaupten. Deswegen ist, wenn man aus einer Beobachtung mit Hilfe der Größen τ , a_{01} oder b_{01} irgendwelche Schlüsse ziehen will, unsere Tabelle unter Berücksichtigung der Änderung dieser Größen verwendbar.

6. Anwendung auf den Aufschluß. 1. T. Matsuzawa und andere*) stellen das Vorhandensein der Welle P_s (d. h. a_{01}, b_{01}) in ihrer Forschung an den ersten Vorläufer der in Tokio aufgezeichneten Nahbeben fest. Für die Zeit τ findet sich in dieser Arbeit der mittlere Wert von ungefähr 1.4 Sekunde, ohne bedeutende Abhängigkeit von der Dauer des ersten Vorläufers. Aus den beigefügten Aufnahmen ebenso wie aus vielen anderen seismischen Aufzeichnungen des Hongo Observatoriums (Tokio) [in den Veröffentlichungen aus „Imperial Earthquake Investigation Committee“]** kann man beim Überblick den Wert von b_{01} ungefähr zu 3 bis 4 für verschiedene Einfälle entnehmen. Dieser Wert ist in jedem Falle noch durch die Konstanten der Seismographen zu korrigieren. Im Hinblick auf den großen Wert von b_{01} scheinen diese Autoren der Ansicht zu sein, daß b_{01} bei normalem Einfall der Anfangswelle äußerst zunimmt. Aber das geschieht nicht (s. Tabelle 1). Diese ungefähre Schätzung läßt uns unter Berücksichtigung des kleinen Wertes von b_0/a_0 eine oberste Schicht annehmen, in der v_s nicht größer als 1 km/sec ist und deren Dicke in der Größenordnung von $1\frac{1}{2}$ km liegt. Für genauere Angabe muß man die Ergebnisse von der seismischen zusammen mit der geologischen Untersuchung am hiesigen Orte abwarten.

2. In Japan werden auch bei den Nahbeben P - und \bar{P} -Vorläufer nach A. Mohorovičić beobachtet. Wenn an der entsprechenden Schicht sich die

*) T. Matsuzawa, K. Hasegawa und S. Saeno: I. c., S. 78.

**) Siehe z. B. A. Imamura: Bull. Earthq. Invest. Comm., Tokyo 10 (1928), Pl. VII; F. Omori: Ebenda 11, Nr. 1.

Wellengeschwindigkeit sprungweise ändert, so kann man auf der Aufzeichnung des P -Vorläufers den Einsatz P_s erwarten, dessen Amplitude ungefähr ein Drittel von der P -Welle sein muß. Um also den Einsatz P_s zu erkennen, muß man solche seismischen Aufzeichnungen untersuchen, in denen die Anfangsbewegung von dem Vorläufer P einfach und deutlich ist und auch noch die folgenden Störungen so klein sind, daß sie das Erkennen von P_s nicht ungünstig beeinflussen. Zu diesem Zwecke habe ich unter den Aufzeichnungen vom Kamigamo Observatorium (bei Kyoto, Japan) willkürlich die folgenden acht ausgewählt.

T. Shida hat beim Eröffnungsfest des Geophysikalischen Instituts von der Kyoto Universität (zu Beppu) im Oktober 1926 einen Vortrag gehalten, in dem er unter anderem die geophysikalischen sowie geologischen Forscher auf eine Kategorie von Erdbeben besonders aufmerksam gemacht hat, die in einer Zone durch das mittlere Japan auftreten und deren Herdtiefe ungefähr 300 km ist*). Die ersten fünf Beben in der folgenden Tabelle sind dem damals nach dem Vortrag aufgestellten Aufzeichnungen entnommen, das 6. und 7. sind Erdbeben derselben Art, welche nachher bis zu meiner Abreise von Japan im März 1928 eintraten, Nr. 8 ist ein Kamtschatkabeben.

Nr.	Datum (in Greenwich.)	Scheinbares		Scheinbarer Einfallsinkel	$P-S$
		b_{01}	τ		
1.	26. Juli 1916	$1/4$	6.4 sec	32.5°	46.0 sec
2.	21. Jan. 1916	$1/2$	6.1	12	36.5
3.	15. April 1920	$1/4$	6.5	28.5	41.1
4.	19. April 1925	$1/5$	6.4	27	44.5
5.	16. März 1925	$1/2$	6.3	15.5	42.8
6.	18. Juni 1927	$1/3$	6.4	32	46.4
7.	15. Jan. 1927	$1/2$	6.3	21	43.7
8.	4. März 1922	$2/5$	6.8	37.5	$\Delta = 2540 \text{ km}$

Die Aufzeichnungen dieser Erdbeben, abgesehen von Nr. 8, bestehen, wie man in den Seismogrammen sieht, hauptsächlich aus je einem einfachen Stoß zu Beginn des P - und S -Vorläufers. In ihren photographisch zehnfach ver-

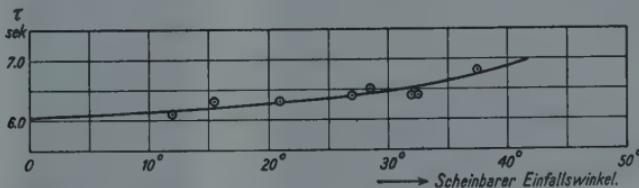


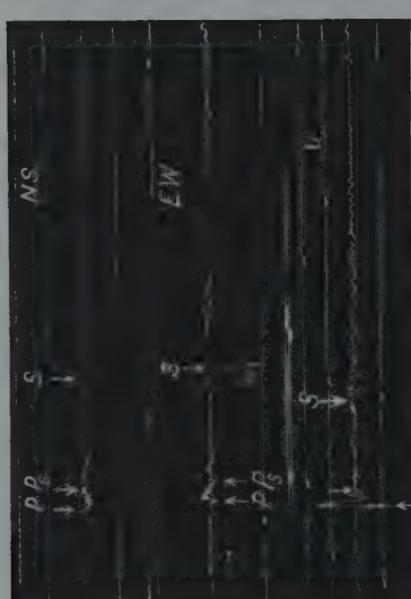
Fig. 5

größeren Aufnahmen sind die Anfangsausschläge von P nicht alle immer sehr einfach. Aber dieser komplizierte Bau des P -Stoßes verhindert nicht, P_s auszusuchen, obwohl er die Rechnung des Emergenzwinkels beschwerlicher macht.

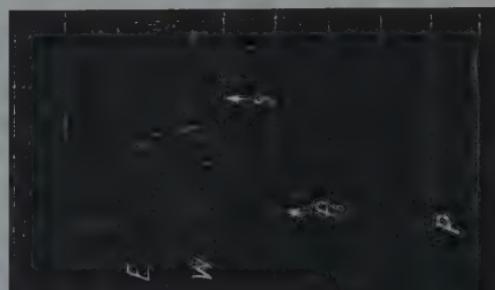
*) Von den Erdbeben dieser Art siehe K. Wadati, Shallow and deep Earthquakes (2 Reports) Geophys. Mag. Tokyo 1 (1927), Nr. 4; 2 (1929), Nr. 1.

Auf den vergrößerten Bildern wurde jeder dem ersten folgende Stoß untersucht. Der erwartete P_s ist ziemlich deutlich und die Zeitverzögerung τ ist etwas größer als 6 Sekunden. Seine Amplitude erscheint beim ersten Anblick größer als erwartet, besonders bei kleinem P -Stoß. Diese Überschätzung muß zum Teil

Erdbeben (Nr. 5), 16. März 1925



Erdbeben (Nr. 4),
19. April 1925



Erdbeben (Nr. 6), 18. Juni 1927



Fig. 6. Seismische Aufzeichnungen in Kamigamo (bei Kyoto)

darauf zurückgeführt werden, daß die Eigenperioden des Horizontalpendels nahezu 2τ sind, jedoch kann man auch annehmen, daß in der betreffenden Schicht die Änderung der elastischen Eigenschaft vollständig sprungweise ist. In Fig. 6 sieht man drei Aufzeichnungen, die von der Amplitude des P -Stoßes äußerlich verschieden sind. In der vierten Reihe stehen die scheinbaren Einfallswinkel, die durch Einsetzen der einfachen mathematischen Kurven für die Anfangs-

ausschläge des *P*-Stoßes berechnet worden sind. Daher ist ihre Genauigkeit von der Anpassung der zwei Kurven abhängig.

Es ist schwer, sich in Kamigamo eine merkbare äußerste Schicht vorzustellen, weil das Observatorium auf einem Hügel aus paläozoischem Gestein steht. Auch gibt die Untersuchung dieser Aufzeichnungen noch keine Entscheidung darüber. Ich habe von einer Korrektion wegen der Wirkung der äußersten Schicht in dem im vorigen Paragraphen erwähnten Sinne in meiner Rechnung vorläufig abgesehen, da hier zuerst noch weitere Untersuchungen erforderlich sind.

In Fig. 5 ist der Zusammenhang zwischen τ und dem scheinbaren Einfallswinkel dargestellt. Die Kurve ist die berechnete unter Voraussetzung, daß $\tau = 1.8$, $\tau_n = 6.05$ sec ist. Die Korrekturen des Winkels für größere Genauigkeit der Rechnung mögen die Punkte etwas verschieben, jedoch kann man sehen, daß beim normalen Einfall

$$\tau_n = 6.0 \text{ sec}$$

ist.

Um die Tiefe der Schicht zu bestimmen, muß man hierbei die Mittelwerte der Geschwindigkeiten der *P*- und *S*-Wellen von dem Orte der Oberfläche bis zu der Schicht heranziehen. N. Nasu*) hat aus seiner Untersuchung der zahlreichen Nachbeben des Tangobebens (100 km nordwestlich von Kyoto) geschlossen, daß für die Beben, deren Tiefen etwa 10 bis 20 km sind, der Hypozentralabstand (in Kilometer) mit dem 8.4fachen der Dauer (in Sekunden) des ersten Vorläufers errechnet wird. Wenn man annimmt, daß diese Beziehung für noch größere Tiefen gilt, dann läßt sich berechnen, daß $Z = 50$ km ist. Dieser Wert muß einen Untergrenzwert für die Tiefe der betreffenden Schicht geben, wenn man nach gewöhnlicher Ansicht voraussetzt, daß diese Proportionalitätskonstante von 8.4 mehr oder weniger zunimmt, wenn die Hypozentren tiefer als 20 km liegen.

Nimmt man einen Mittelwert aus T. Matsuzawas Arbeit**), nämlich $v_p = 5.7$ km/sec, $v_s = 3.5$ km/sec, so erhält man für die Tiefe in Kyoto den Wert 55 km. Dieser Wert in Kyoto stimmt in der Größenordnung mit dem von T. Matsuzawa als wahrscheinlich angenommenen Überschlagswert von 50 km überein. In der vorliegenden Untersuchung werden die von dem obengenannten Verfasser vorgeschlagenen anderen Diskontinuitätsflächen**) in Japan nicht als sicher nachgewiesen.

3. In der Aufnahme der Aufzeichnungen des künstlichen Erdbebens von G. Angenheister***) sieht man bei $\Delta \geq 860$ m zwei Einsätze am Anfang. Auf der Aufzeichnung von $\Delta = 860$ km kann man ablesen, daß $\tau = 0.16$ sec, $b_{01} = 1\frac{1}{2}$ sec, während die aus dem von G. Angenheister geschlossenen Aufbau

*) N. Nasu: Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 6 (1929).

**) T. Matsuzawa: Observation of Some Recent Earthquakes and their Time Distance Curves, I—III. Ebenda 5 (1928); 6 (1929).

***) G. Angenheister: l. c., S. 98.

des Untergrundes berechneten Werte $\tau_n = 0.15$ sec, $(b_{01})_n = 1\frac{1}{2}$ sind. Aber es mag zu kühn sein, mit dieser einzigen Aufzeichnung diese Übereinstimmung zu behaupten. Da ich keine persönliche Erfahrung von dem Sprengungs-experiment habe, möchte ich mich hier darauf beschränken, einen Hinweis zu geben, daß bei der seismologischen Aufschlußmethode mit einem Horizontal-instrument, unsere Ausführungen ein Prüfungsmitel liefern.

Diese Mitteilung ist ein Teil von einem allgemeineren Problem, auf das mich Prof. T. Shida vor meiner Abreise von Japan hingewiesen hat. Dafür möchte ich ihm hier meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Potsdam, Magnetisches Observatorium, 15. Dezember 1929.

Über die Elastizität von Gesteinen

Von Dr.-Ing. Hans Breyer, Kassel — (Mit 4 Abbildungen)

Berichtet wird über die Untersuchung einiger deutscher Erstarrungsgesteine, und zwar über die Bestimmung des Elastizitätsmoduls sowie der federnden und bleibenden Laugenänderungen unter Berücksichtigung des Gefüges. Festgestellt wird, daß deutsche Gesteine mit entsprechenden amerikanischen in ihren elastischen Eigenschaften übereinstimmen, und daß bei gleichen Drucken basische Gesteine einen höheren Elastizitätsmodul, eine kleinere federnde Formänderung und eine kleinere, bleibende Formänderung als saure Gesteine besitzen. Gefordert wird, ähnlich, wie es schon bei Stahl und Eisen geschieht, auch Gesteine statisch auf ihre elastischen Eigenschaften zu untersuchen und wegen der Bedeutung für Ingenieurbauten, Straßenbau und Eisenbahnbeschotterung Gesteine auch dynamisch auf ihren Widerstand gegen schwingende Beanspruchung zu prüfen.

Versuchsausführung und Probematerial. Die Untersuchungen, über deren Ergebnisse nachstehend berichtet werden soll, sind im Staatlichen Materialprüfungsamt Dahlem im einzelnen in folgender Weise ausgeführt worden:

Der leitende Gedanke dabei war, von den Erstarrungsgesteinen sowohl Tiefengesteine als auch Gang- und Ergußgesteine und von den Sedimenten einige typische Vertreter auf ihr elastisches Verhalten zu untersuchen und dabei gleichzeitig den Einfluß der Erstarrungsform, des Chemismus, des Gefüges und des Erhaltungszustandes der Gesteine zu berücksichtigen. Die Arbeit ist mit Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft, die in dankenswerter Weise ein Diamantsägeblatt zum Schneiden der Proben zur Verfügung gestellt hat, durchgeführt worden. Auch hat Herr Prof. Burchartz, Abteilungsvorsteher der Abteilung für Baugewerbe im Staatlichen Materialprüfungsamt, die Arbeit in jeder Weise gefördert.

Nachdem aus verschiedenen deutschen Gesteinsprovinzen von Seiten der Steinindustrie die nötigen Gesteine zur Verfügung gestellt worden waren (siehe

folgende Übersicht), wurden aus den Steinblöcken Gesteinsprismen von etwa $6 \times 6 \times 30$ cm herausgeschnitten, die Endflächen genau planparallel geschliffen und diese Prismen auf Druckelastizität geprüft.

Probematerial.

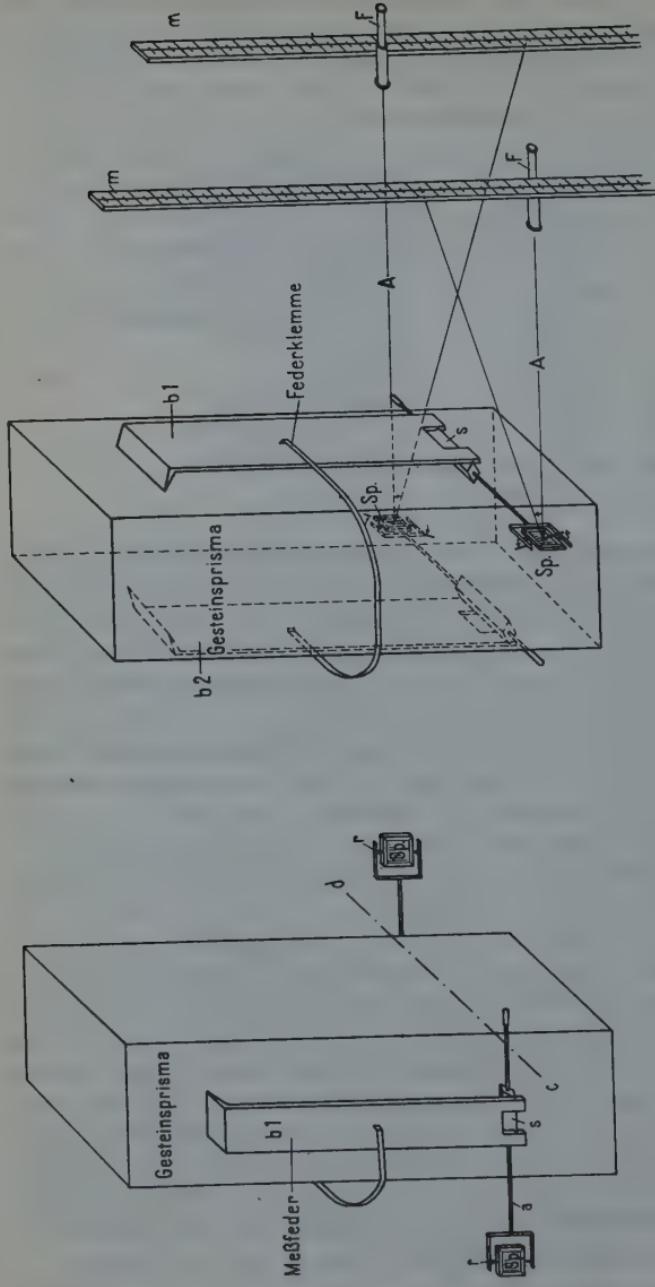
Lfd. Nr.	Kenn- Nr.	Gestein	Herkunft
1	44	Andesit	Wolkenburg, Siebengebirge
2	64	Sandstein	Hamm i. Westfalen
3	4	Quarzporphyr	Löbejün b. Halle
4	45	Basaltlava	Hannebacher Ley, Eifel
5	47	Granit	Jannowitz, Schlesien
6	69	Granit	Dresden
7	30	Kuselit	Ingenhöhle, Saar-Nahegebiet
8	1	Syenit	Freital b. Dresden
9	68	Syenit	Dresden
10	46	Diabas	Neuwerk a. Harz
11	11	Syenit	Riesa-Gröba, Elbe
12	34	Diabas	Nd. Kunnersdorf i. Sa.
13	72	Gabbro	Neurode, Schlesien
14	15	Gabbro	Harzburg
15	79	Säulenbasalt	Ostritz i. Sa.

Zunächst wurden die Proben unter einer Presse zentrisch eingebaut, das Kugellager der Pressé, auf dem die jeweilige Probe aufgestellt wurde, vollkommen eben gerichtet, so daß die Endflächen der Prismen satt an den beiden Enden der Presse anlagen. Vor Beginn der Prüfung und der ersten Ablesung wurde auf jede Probe mit der Druckpresse eine kleine Nullast gegeben, um den Proben eine gute Standsicherheit zu verleihen.

Messung. Für die Messung der elastischen Formänderungen wurden Martenssche Spiegelapparate*) benutzt. Die Idee, die Gaußschen Spiegelablesungen für die Materialprüfung zu verwenden, röhrt von Bauschinger her, der zuerst einen solchen Apparat für diese Versuche mit Feinmessungen an der Werdermaschine konstruiert hat. Die Martensschen Spiegelapparate stellen eine Verbesserung dieser Apparate dar.

Beschreibung der Spiegelapparate. Ein schneidenförmiger Stahlkörper *s* von rhombischem Querschnitt, der peinlich sauber mit parallelen Schneidekanten hergestellt ist, trägt in seiner Verlängerung an einer Achse *a* einen Planspiegel *sp*, der um seine Horizontalachse drehbar ist und mit Hilfe einer kleinen Schraube *sr* auch um seine Vertikalachse gedreht werden kann, wobei die Drehung in Spitzen erfolgt, die in eine Fassung *r* eingelassen sind und in Körnermarken des Spiegels eingreifen. Für die Rückwärtsbewegung des Spiegels beim Zurückschrauben der Schraube *sr* sorgt eine Feder *f*. Unter Vermittlung zweier Stahlschinen *b*₁ und *b*₂ (Meßfedern) und einer Federklemme werden zwei solcher Spiegelapparate mit ihren Schneideköpfen (wie Abb. 1 zeigt), an zwei gegenüberliegenden Längsseiten am Gesteinsprisma angesetzt.

*) K. Memmler: Das Materialprüfungs Wesen. Stuttgart, Enke, 1912.



Erklärungen

- a - Achse des Spiegelapparates
- Sp - Spiegel
- b - Stahlprisma
- s - Feder
- c - Abstand der Meßplatte vom Spiegel
- m - Meßblatt
- r - Körner und Füllung
- Sr - Sellschraube

Schnitt c-d

Schnitt m-m

Abb. 1. Gesteinsprisma mit Spiegelapparaten armiert

Die Meßfedern b haben am oberen Ende eine Schneide, während am unteren Ende der Meßfedern eine Nute eingearbeitet ist, die die Meßfeder nach unten hin begrenzt.

Erfährt das Gesteinsprisma unter der Presse durch aufgebrachten Druck oder Entlastung eine Längenänderung innerhalb der Meßlänge, so wird eine drehende Bewegung der Spiegelschneiden, also auch der Spiegel erfolgen, deren Größe mit Hilfe eines Fernrohres o aus der Verschiebung des Spiegelbildes, der Skala m , gegen das Fadenkreuz im Fernrohr abgelesen werden kann. Wird das Gesteinsprisma auf Druck beansprucht, so erleidet es eine Kompression $\lambda = r \cdot \sin \alpha$, worin r die Breite des Schneidekörpers und α der vom Spiegel durchlaufene Winkel ist. Die Ablesung a der am Fernrohr angebrachten Skala ist, da der Lichtstrahl wegen der Spiegelwirkung den Winkel 2α durchläuft, $a = A \cdot \tan 2\alpha$, worin A der Abstand der Skala von den Spiegeln ist. Das Übersetzungsverhältnis ist.

$$n = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{r \cdot \sin \alpha}{A \cdot \tan 2\alpha}.$$

Da nur sehr kleine Winkel in Frage kommen, so kann $n = \lambda/a = r/2A$ gesetzt werden.

Macht man, wie es gewöhnlich geschieht, die Schneidenbreite $r = 4$ mm, den Abstand der Skala vom Spiegel = 1000 mm (1 m), so ergibt sich eine Übersetzung von $\frac{4}{2 \cdot 1000} = 1 : 500$.

Eine Zunahme oder Abnahme von 1 mm auf der Skala, die durch das Fernrohr festgestellt wird, entspricht $\frac{1}{500}$ mm Längenänderung am Prisma. Da die Skalenteile, d. h. die Millimeterstriche auf der Skala, durch Fernrohrbeobachtung vergrößert erscheinen, so kann man $\frac{1}{10}$ mm schätzen und ist daher in der Lage, $\frac{1}{5000}$ mm Längenänderung am Gesteinsprisma zu erfassen. Die Messung mit zwei Spiegelapparaten an zwei gegenüberliegenden Seiten der Prismen bietet den Vorteil, daß die Zusammendrückung als Mittelwert aus zwei Ablesungen gewonnen wird und eventuell eintretende Bewegungen des Prismas im Raum keinen Einfluß auf das Meßergebnis haben. Tritt doch eine Schiefstellung des Prismas ein oder wird durch irgendwelche Einflüsse eine einseitige Beanspruchung der Proben verursacht, so wird die Ablesung an einem Spiegelapparat (Meßskala) um so viel vergrößert, als sie an der anderen Meßskala verringert wird. Würde man nur mit einem Spiegelapparat arbeiten, so würde eine einseitige größere oder kleinere Beanspruchung kein fehlerfreies Ergebnis liefern.

Versuchsergebnisse und Auswertung. Die Ergebnisse*) der auf ihr elastisches Verhalten geprüften Gesteine sind in den Schaubild 2 bis 4 graphisch dargestellt. In Schaubild 2 sind in dem Koordinatensystem auf dem wäge-

*) Die Meßreihen zur Bestimmung des elastischen Verhaltens der Gesteine sind in der Arbeit „Über die Elastizität von Gesteinen“ in den Beiträgen zur physikalischen Erforschung der Erdrinde, Heft 1, Geologische Landesanstalt, Berlin 1929, veröffentlicht.

rechten Ast die steigenden Werte des Elastizitätsmoduls und auf dem senkrechten Ast die Spannungen in kg/cm^2 , bei denen die Elastizitätswerte ermittelt wurden, aufgetragen.

Hinsichtlich der Messung des Elastizitätsmoduls sowie der bleibenden und federnden Längenänderungen und ihrer graphischen Eintragung sei folgendes bemerkt: Die in Schaubild 2 dargestellten Elastizitätsmodulen stellen keine durch Verbindung eng beieinander liegender Meßpunkte gebildeten Kurven dar, sondern

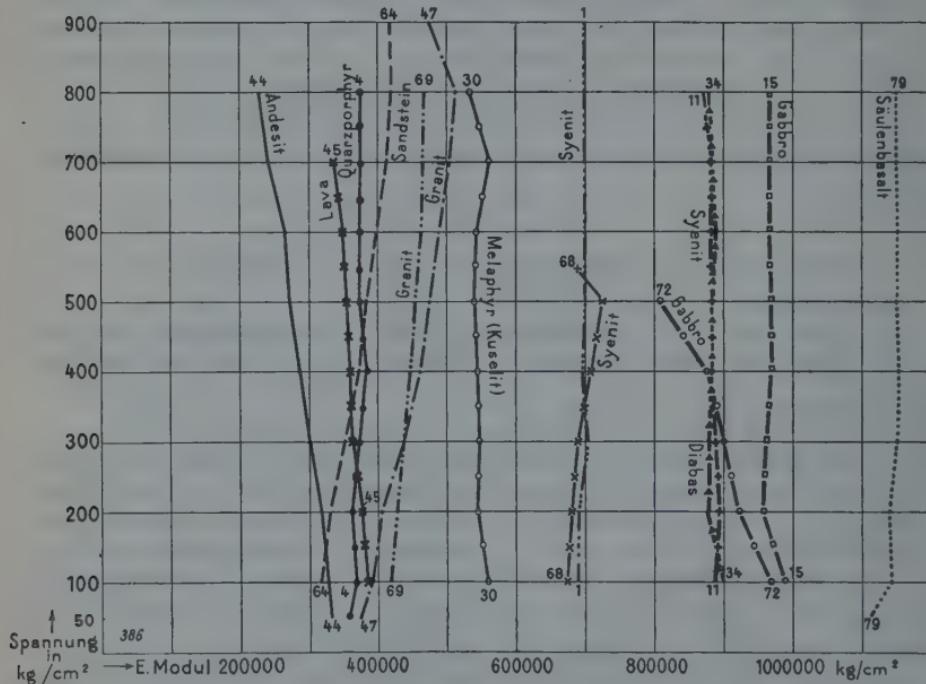


Schaubild 2. Zusammenstellung der Elastizitätsmodulen der untersuchten Gesteine

Linien, die durch Verbindung von Mittelwerten entstanden sind. Ein in Schaubild 2 bei einer Spannung von $100 \text{ kg}/\text{cm}^2$ eingetragener E -Modulwert ist, streng genommen, der mittlere Elastizitätsmodul für den Bereich von $20 \text{ kg}/\text{cm}^2$ — der Nullstellung — bis zu $100 \text{ kg}/\text{cm}^2$ Spannung, und beispielsweise ein E -Modul bei $500 \text{ kg}/\text{cm}^2$ Spannung in Schaubild 2 ein Mittelwert von 20 bis $500 \text{ kg}/\text{cm}^2$.

Wollte man feststellen, wie hoch der E -Modul in der Spanne von 200 bis $201 \text{ kg}/\text{cm}^2$ Spannung ist, so müßte man dies durch Interpolieren der bleibenden und federnden Längenänderungen des Bereichs von 200 bis $300 \text{ kg}/\text{cm}^2$ errechnen. Hierbei macht man die Annahme, daß sowohl die federnden als auch die bleibenden Längenänderungen in dem zu berücksichtigenden Meßbereich mit wachsenden Drucken auch stetig zunehmen.

Im übrigen sei auch hier auf die Originalarbeit *) hingewiesen.

Von den Erstarrungsgesteinen (Tiefengesteinen) zeigen die geringsten Werte die beiden Granite Nr. 47 und Nr. 69 bei 400000 bis 500000 kg/cm², dann folgen zwei Syenite Nr. 1 und Nr. 68 bei 700000, ein dritter Syenit bei 900000 und endlich folgen zwei Gabbros Nr. 72 und Nr. 15 bei 1000000 kg/cm². Bei den Graniten, die in ihren *E*-Werten sehr gut beieinander liegen, ist der Quarz die Veranlassung zu dem relativ geringen *E*-Wert. Immerhin zeigen auch diese beiden Granite kleine Abweichungen, die nach ihrem petrographischen Befund auch zu erwarten waren. Der Lausitzer Granit Nr. 69 hat im Gegensatz zu Granit Nr. 47 von Jannowitz einen ziemlich hohen Quarzgehalt. Außerdem spricht bei letzterem auch noch die verstärkte Kornbindung des Quarzes mit dem Feldspat mit, die sich ebenfalls im höheren *E*-Modul ausdrückt. Auf die Rolle des Quarzes hat schon Reich **) in seiner Arbeit hingewiesen und ferner den überraschenden Unterschied zwischen den *E*-Werten von Quarz 511000 und Glimmer 608000 hervorgehoben. Der Quarz besitzt also einen geringeren *E*-Modul als der Glimmer. Es ist bemerkenswert, daß sich die Mineralzusammensetzung in dem Gesamtelastizitätsmodul dieser Gesteine gut ausdrückt.

Die beiden Syenite Nr. 1 und 68 passen ebenfalls gut zueinander, bei näherer Untersuchung stellte es sich denn auch heraus, daß beide Syenite aus demselben großen Vorkommen des Plauenschen Grundes bei Dresden stammten. Es liegt dasselbe Gesteinsmaterial aus zwei verschiedenen Brüchen vor. Im Gegensatz zu den Graniten findet sich in diesen beiden Gesteinen Quarz nur ganz verschwindend. Feldspate sind sehr reichlich vorhanden, kaum getrübt und die Gesteine recht frisch. Die höheren *E*-Werte dieser beiden Syenite sind im Hinblick auf die beiden Granite ohne jeden Zweifel auf das Fehlen von Quarz, also die Zunahme der Basizität zurückzuführen.

Ganz besonders deutlich tritt der Einfluß des Quarzes auf den *E*-Modul bei Betrachtung der Kurve des Sandsteins, die noch unterhalb der Granite liegt, in Erscheinung. Die *E*-Modulkurve dieses Sandsteins hat steigende Tendenz, was eine Verfestigung des Materials bedeutet und offenbar auf die Komprimierung vorhandener kleiner Hohlräume in dem pflasterartigen Gefüge zurückzuführen ist. Außerdem ist der Quarz ein relativ stark kompressibles Mineral.

Anschließend an die beiden Syenite folgt als nächste Kurve die des Syenits Nr. 11, die auffälligerweise um 200000 Einheiten höher verläuft. Auch hier muß die höhere Basizität des Gesteins dafür verantwortlich gemacht werden. Das geht auch schon aus nachfolgender Gegenüberstellung der chemischen Analysen hervor.

*) Die Meßreihen zur Bestimmung des elastischen Verhaltens der Gesteine sind in der Arbeit „Über die Elastizität von Gesteinen“ in den Beiträgen zur physikalischen Erforschung der Erdrinde, Heft 1, Geologische Landesanstalt, Berlin 1929, veröffentlicht.

**) H. Reich: Über Gesteinselastizität. Zeitschr. d. deutsch. Geol. Ges., Bd. 79, Jahrg. 1927.

An diesen Syenit schließen sich als letzte zwei Gabbros Nr. 72 und Nr. 15 an. Während die Kurve 15 einen ziemlich geraden Anstieg hat, sinkt die Kurve 72 bei höheren Drucken ab. Dieses unterschiedliche Verhalten der beiden Gabbros findet seine Erklärung in der Verschiedenheit ihres Gefüges. Gabbro Nr. 15 vom unteren Radauberg bei Harzburg ist ein ganz vorzügliches, sehr fein verzahntes Gestein, während der Gabbro Nr. 72 von Neurode stark umgewandelt und vom Gebirgsdruck stark beeinflußt ist. Schon makroskopisch tritt dieser Unterschied bei den Gesteinen in die Erscheinung. Außerdem stand die Probe 72 kurz vor der Bruchgrenze.

	I	II	
SiO ₃	60.52	51.93	
Al ₂ O ₃	16.65	17.90	
Fe ₂ O ₃	2.97	6.12	
FeO	2.15	3.19	Analyse I von Syenit
MgO	2.32	3.99	Nr. 1 und 68
CaO	4.73	7.25	
Na ₂ O	4.43	4.11	Analyse II von Syenit
K ₂ O	4.39	3.42	Nr. 11
H ₂ O + (120°)	0.64	0.53	
H ₂ O — (120°)	0.27	0.09	
TiO ₂	0.88	1.22	
P ₂ O ₅	0.29	nicht best.	

Von den älteren Ergußgesteinen hat den geringsten *E*-Modul der dem Granit entsprechende Quarzporphyr Nr. 4. Daran schließt sich der Melaphyr und als letzte folgen zwei Diabase. Im Gegensatz zu den Kurven der *E*-Moduln von Tiefengesteinen zeigen die Ergußgesteine geringere *E*-Modulwerte. Für das auffällig weite Intervall zwischen Melaphyr und Diabas ist in diesem Falle nicht der Chemismus allein, sondern das Gefüge ausschlaggebend. Der Diabas Nr. 34 ist ein Gestein, das durch die Umwandlung seiner Mineralien an Zähigkeit wesentlich gewonnen hat.

Der Melaphyr dagegen besitzt kein intersertales Gefüge wie der Diabas, sondern ein porphyrisches Gepräge, ist außerdem stark umgewandelt und hat im Gegensatz zum Diabas ein ziemlich großes Porenvolumen = 0.3% Wasseraufnahme.

Andererseits ist auch das Gefüge von Einfluß auf die Größe des *E*-Moduls. Rechts am Rande des Schaubildes 2 steigt bei 1100000 kg/cm² fast linear die Kurve des Säulenbasalts Nr. 79 an, während um rund 700000 Einheiten niedriger die Kurve der Basaltlava verläuft. Über die Basaltlava ist noch zu sagen, daß sie an zwei Prismen auf ihren *E*-Modul untersucht worden ist. Bei 800 kg/cm² Spannung zerbrach ein Prisma in Form von zwei schlanken Pyramidenstümpfen unter Ablösung von schalenförmigen bis keilförmigen Seitenstücken. Daraufhin wurde ein zweites Prisma ebenfalls auf seinen *E*-Modul geprüft und ergab haarscharf genau dieselben Werte.

Die Kurve des Andesits verläuft noch unter der Basaltlava, ist überhaupt die am niedrigsten verlaufende Kurve aller untersuchten Gesteine. Diese Kurve

ist insofern besonders beachtenswert, als sie stetig fallende Tendenz hat. Diese Eigentümlichkeit ist auf die Struktur des Gefüges zurückzuführen. Das Gestein enthält vorwiegend eine glasige Grundmasse, auf die dieses Abfallen der Elastizitäts-eigenschaften zurückgeführt werden muß. Die einzelnen porphyrischen Einsprenglinge vermögen dem Gestein keinen inneren Halt zu geben.

In Schaubild 3 sind die federnden Längen der untersuchten Gesteine, die bei den verschiedenen spezifischen Drucken gemessen wurden, graphisch aufgetragen. Es ergibt sich ein ganz analoges Bild, wie es sich in der Schaubild 2 findet, in dem die Elastizitätsmoduln der untersuchten Gesteine zusammengestellt sind.

Der Säulenbasalt, der in Schaubild 2 an höchster Stelle erscheint, findet sich in Schaubild 3 an unterster Stelle, bei den niedrigsten Werten für federnde Längenänderung. In dem einen Falle wird die Rigkeit des Gesteins durch den hohen Elastizitätsmodul, in dem anderen Falle durch die kleine federnde Zusammendrückung ausgedrückt. Sehr deutlich kommt auch in diesen Kurven der Einfluß des Chemismus der Gesteine auf ihre kleinere oder größere federnde Längenänderung zum Ausdruck, und zwar in direkter Abhängigkeit vom größeren oder kleineren Gehalt

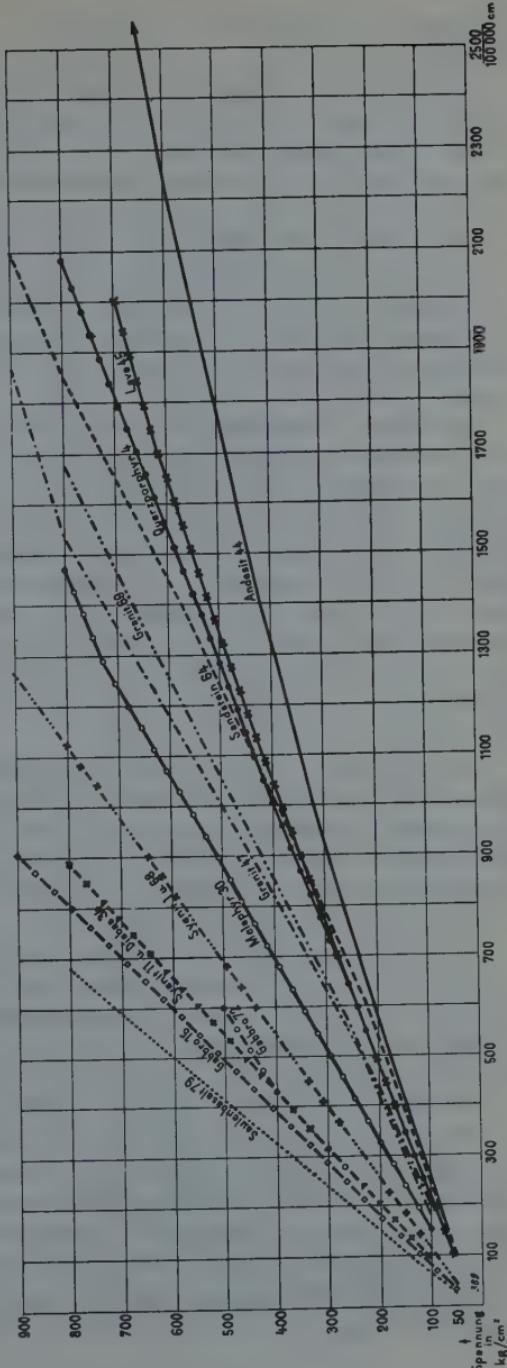


Schaubild 3. Federnde Längenänderung

an Kieselsäure. Hierin finden die verschiedenen verlaufenden Kurven zum größten Teil ihre Erklärung.

Die Granite (Nr. 47 und 69) mit ihrem harten und spröden Quarz sind bedeutend kompressibler bei gleichen Drucken als die Syenite Nr. 1, 68 und 11, und die Gabbros liegen wieder höher als die Syenite. Diese paradox erscheinende Tatsache ist in der unterschiedlichen Kompressibilität der aufbauenden Mineralien der Gesteine begründet*).

Die geringste Kompressibilität haben die Pyroxene, z. B. Hypersthen, $1.01 \cdot 10^{-12}$, bei einem Kieselsäuregehalt von 51.81%. Bei den Feldspaten kommt die Abhängigkeit vom SiO_2 -Gehalt sehr gut zum Ausdruck. Der Quarz hingegen hat trotz größter Härte den größten Kompressibilitätswert, ein um so überraschenderes Ergebnis, als der Quarz keinerlei Spaltbarkeit wie die Feldspate besitzt.

Ferner liegt in Schaubild 3 die Kurve des Melaphyrs über der des Quarzporphyrs. Ein Beweis dafür, daß die höheren Werte der Elastizitätsmoduln und die geringeren Werte der federnden Längenänderungen auch bei den Ergußgesteinen in Abhängigkeit von der größeren Basizität des Gesteins stehen. Auch der Sandstein paßt gut hinein, der hinsichtlich seines Gefüges mit den Graniten verglichen werden kann. Naturgemäß ist bei Sandstein neben den Quarzen, ihrer Größe und Verzahnung und dem Umstand, ob die Quarze frisch oder zerdrückt sind, vor allen Dingen auch das Bindemittel für das elastische Verhalten maßgebend. Wenn nicht, wie in diesem Falle, ein so ausgezeichnet guter Sandstein vorliegen würde, so wäre damit zu rechnen, daß die Kurve des Sandsteins wesentlich flacher verlaufen würde.

Daß die Kurve der Lava einen so geringen Anstieg hat, erklärt sich aus dem großen Porenvolumen dieses Gesteins. Die Wasseraufnahme wurde bei der Lava mit 5.7% bestimmt, während z. B. der Säulenbasalt nur 0.8% Wasseraufnahme hatte. Hierbei ist zu bedenken, daß die Lava nicht einmal vollkommen wassergesättigt wurde, da anzunehmen ist, daß ein großer Teil Poren verschlossen war und dem Wasser keinen Zutritt bot.

Am schlechtesten federt der Andesit. Der Grund hierfür ist in dem relativ hohen Porenvolumen (Wasseraufnahme = 1,4%) zu suchen und offenbar auch auf das Gefüge der Grundmasse zurückzuführen.

Die erwiesene Tatsache, daß der Chemismus der Gesteine sich in ihrem elastischen Verhalten äußert, legt den Gedanken nahe, auch künstliche Gemische, z. B. Zement und Beton, unter diesem Gesichtswinkel zu betrachten.

Der Einfluß der Strukturverhältnisse auf das elastische Verhalten der Gesteine geht aus der Betrachtung der bleibenden Deformationen in Schaubild 4 hervor. Der Sandstein (Nr. 64) mit 0.8% Wasseraufnahme, der hinsichtlich seines Gefüges mit den beiden Graniten (0.2% Wasseraufnahme) verglichen werden kann, hat im Verhältnis zu diesen eine sehr große bleibende Formänderung. Sehr

*) H. Reich: Über Gesteinselastizität. Gerlands Beitr. z. Geophys., Bd. XVII, Heft I, 1927, S. 101.

deutlich tritt dieser Einfluß auch bei Gegenüberstellung vom Säulenbasalt (0.8% Wasseraufnahme) zur Lava (5.7% Wasseraufnahme) in Erscheinung. Während ferner die Kurve des Sandsteins, des Andesits und der Basaltlava geradezu mathematisch ideal verlaufen, beobachtet man bei den anderen Kurven eine Knickung und sprungweisen Anstieg. Die Erklärung hierfür liegt darin, daß bei den erstgenannten Gesteinen eine mehr homogene Masse vorliegt, während bei den letzteren sich die Knickpunkte als Überwindungsstellen von inneren Widerständen darstellen; und zwar können entweder die miarolithischen Hohlräume komprimiert worden sein, oder aber diese Knickpunkte können auch die Stellen andeuten, an denen die Elastizitätsgrenze einiger Mineralien überschritten worden ist. Sie können auch eine Um lagerung der Mineralien darstellen. Auf jeden Fall sind diese Knickpunkte für die technische Gesteinskunde wie auch für die Geologie sehr beachtenswert. Durch systematische Verfolgung dieser Knickpunkte würde sicher unsere Kenntnis von dem Einfluß des Gefüges, der Kornbindung und der Hohlräume auf die Widerstandsfähigkeit der Gesteine gegen Druck und elastische Beanspruchung wesentlich bereichert werden.

Der strukturelle Einfluß wird bei Betrachtung der Kurven

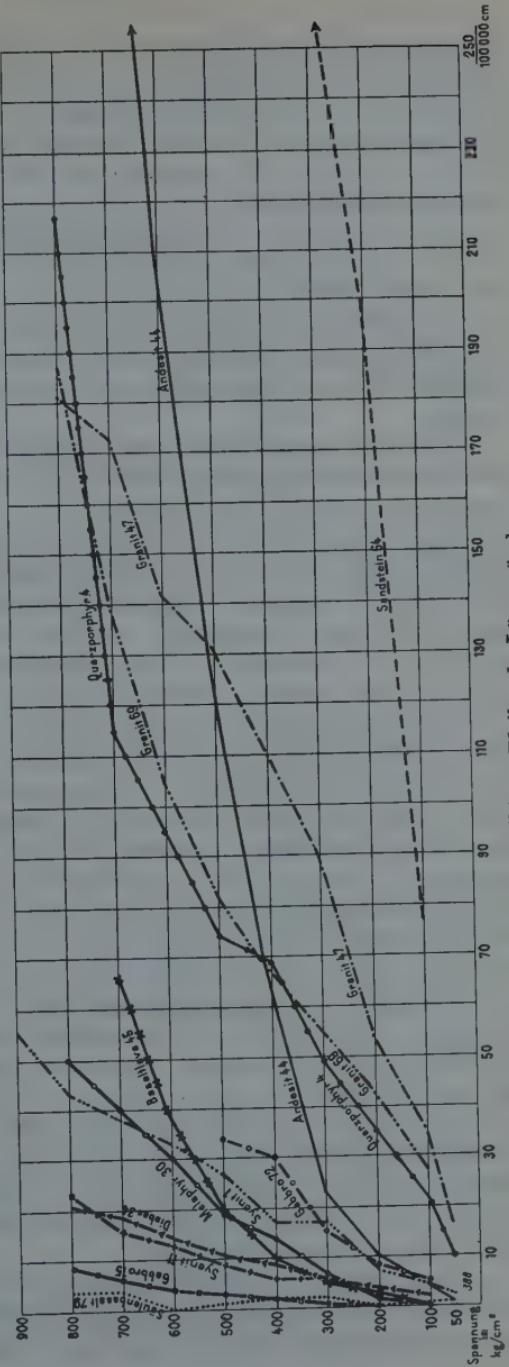


Schaubild 4. Bleibende Längenänderung

vom Sandstein, Granit, Diabas und Gabbro recht sinnfällig: Die körnige Struktur bedingt große bleibende Veränderung, während die ophitische, leistenförmige, verzahnte Struktur naturgemäß der bleibenden Deformation einen großen Widerstand entgegensezten. Ferner sieht man am Gabbro Nr. 72, daß auch Gleitmimetalien die bleibenden Deformationen steigern. Der frische Gabbro Nr. 15 zeigt diese Erscheinung nicht.

Endlich sprechen auch die Dichtigkeitsverhältnisse, die durch Bestimmung des spezifischen Gewichts, Raumgewichts und der Wasseraufnahme festgelegt sind, bei den bleibenden Veränderungen mit.

Die Einflüsse der Komponenten (Mineralbestand, Struktur und Dichtigkeitsverhältnisse) lassen sich nicht immer im einzelnen nachweisen, da sie zum Teil einander bedingen. Aber gerade deswegen ist ihre gesamte Bestimmung notwendig.

In nebenstehender Tabelle sind die gefundenen Werte der untersuchten Gesteine und die bei Adams und Williamson sowie die bei Adams und Coker angegebenen Werte zusammengestellt.

Entsprechend den Angaben in der Arbeit von Adams und Coker sind die Elastizitätsmoduln im Mittel im CGS-System und die aus der Kompressibilität errechneten *E*-Werte von Adams und Williamson in zwei Stufen für 2000 und 10000 Megabars angegeben. Die von mir gefundenen Werte sind sowohl im Mittel im CGS-System als auch in der Dimension Kilogramm/Quadratzentimeter für die Laststufen 100 und 800 kg/cm² angegeben.

1000 Megabar bei Adams und Williamson entsprechen bei einer Annahme eines spezifischen Gewichts von 2,5 der untersuchten Gesteine einer Tiefe von 40 km unter der Erdoberfläche. Adams und Coker haben einen Druck von 2000 bis 9000 englischen Pfund auf den Quadratzoll = 70.31 bis 632.79 kg/cm² benutzt und Bedingungen geschaffen, wie sie in einer Tiefe von 0.280 bis 4 km herrschen. Es sei auch hier noch einmal darauf hingewiesen, daß Adams und Williamson allseitigen Druck, Adams und Coker und Breyer dagegen einseitig gerichteten Druck, d. h. auf zwei gegenüberliegenden Seiten angewendet haben. In der vorliegenden Arbeit ist mit Höchstdrucken von 800 kg/cm² gearbeitet worden, die umgerechnet einer Tiefe von 3.2 km entsprechen. Streng genommen entspricht solchen Tiefenverhältnissen nur die Versuchsanordnung von Adams und Williamson. Bei Adams und Coker und Breyer müßte man sich den Druck als Säule vorstellen.

Die Gesteine sind nach ihren Klassen und nach steigenden *E*-Modulwerten geordnet. Vergleicht man die gefundenen Zahlenwerte der amerikanischen Gesteine mit denen aus Deutschland, so kann man eine überraschend gute Übereinstimmung hinsichtlich ihres elastischen Verhaltens feststellen und erhält eine Bestätigung der gefundenen Werte.

Die erwähnte Übereinstimmung der Elastizitätswerte ist, wie man sieht, keine zufällige, sondern es zeigt sich, daß die entsprechenden Gesteine aus zwei so verschiedenen gearteten Kontinenten, wie Amerika und Europa, gleiche elastische

Konstanten besitzen. Dies Ergebnis ist für die Geophysik von höchster Bedeutung. Es ist um so bemerkenswerter, als schon eine verhältnismäßig geringe Anzahl ziemlich wahllos herausgegriffener amerikanischer und deutscher Gesteine eine so großartige Übereinstimmung hinsichtlich ihrer elastischen Eigenschaften aufweisen.

Trotz der großen Übereinstimmung zeigen aber die einzelnen Gesteinfamilien in sich doch noch einige Schwankungen. Es sei davon Abstand ge-

Gestein	Autoren	Herkunft	E-Modul mal 10 ¹¹ im CGS-System	E-Modul in kg/cm ² mal 1000	Kieselsäure- gehalt %	Poren- volumen %	Gefüge
Zweiglimmergranit	A. u. C.	Stanstead	3.92	—	—	—	feinkörnig
Granit	B.	Jannowitz	4.15	375—472	76.28—75.21	0.2	mittelkörnig
	B.	Dresden	4.36	418—468	66.01	0.2	?
Riebeckitgranit	A. u. C.	Quincy 1	4.64	—	73.95 **)	—	ziemlich grob
Granit	A. u. C.	Baveno	4.71	—	—	—	mittelkörnig
"	A. u. C.	Westerly	5.09	—	72.26 ***)	—	sehr fein
"	A. u. C.	Lily Lake	5.63	—	—	—	ziemlich grob
"	A. u. C.	Quincy 2	5.68	—	73.95 **)	—	?
"	A. u. C.	Peterhead	5.71	—	—	—	?
"	A. u. W.	Washington	6.03—7.76 *)	—	67.46 ***)	0.6	grobkörnig
"	A. u. W.	Westerly	6.87—7.31 *)	—	72.26 ***)	0.7	sehr fein, dicht
"	A. u. W.	Stone Mt. Granit	6.98—7.54 *)	—	71.66 ***)	0.6	feinkörnig
Syenit	A. u. C.	Montreal	6.29	—	—	—	fluidalartig, feinkörnig.
"	B.	Dresden	6.71	678—692	60.52	0.2	mittelkörnig
"	B.	Freital	6.78	684—698	60.52	0.2	?
"	B.	Riesa-Gröba	8.65	889—872	51.73—51.93	0.2	mittel bis grob
Gabbro	B.	Neurode	9.14	964—900	51.88	0.4	{ ziemlich grob, tektonisch beeinflusst und umgewandelt
"	B.	Harzburg	9.60	988—969	49.32	0.1	
"	A. u. W.	New Glasgow	10.2—12.0 *)	—	44.67 ***)	—	
"	A. u. C.	" "	10.80	—	44.67 ***)	—	Kataklasstruktur parallel gerichtet
Diabas	A. u. W.	New Jersey	7.64—10.6 *)	—	50.34 ***)	0.06	feinkörnig
"	B.	Neuwerk	7.98	816—802	44.16	0.2	ziemlich grob
"	B.	Niederkunnersdorf	8.72	899—881	50.26	0.04	verh. grob
Olivindiabas	A. u. C.	Sudbury	9.49	—	48.40 ***)	0.05	ziemlich grob
"	A. u. W.	" "	10.1—11.4 *)	—	48.40 ***)	0.05	?
Basaltlava	B.	Hanneb. Ley	3.56	386—339	39.54	5.7	feinkristallinisch
Basalt	A. u. W.	New Jersey	5.65—8.13 *)	—	51.84 ***)	0.9	dicht
Melaphyr	B.	Ingenhöhle	5.34	556—532	54.13—54.90	0.5	stark umgewandelt
Basalt	B.	Ostritz	11.15	1110—1160	40.56—44.06	0.3	sehr glasreich
Andesit	B.	Wolkenburg	2.74	329—229	62.38	1.4	grob porphyrisch
Porphyrr	B.	Lößjün	3.58	357—337	70.85	1.5	?
Sandstein	B.	Hamm	3.53	321—419	95—98	0.8	ziemlich fein
"	A. u. C.	Ohio	1.58	—	—	—	gebändert
Anorthosit	A. u. C.	New Glasgow	8.25	—	—	—	ziemlich grob
Essexit	A. u. C.	Mt. Johnson Quebec	6.71	—	48.85 †)	—	ziemlich grob

nommen, auf jedes Gestein einzeln noch einmal einzugehen, nur einige Unterschiede mögen hier gewürdigt werden. Bei den Graniten hat der Stanstead-Granit von Adams und Coker den geringsten Elastizitätsmodul, der auf den hohen Glimmergehalt und die Gleitung dieser Mineralien zurückzuführen ist. Wegen

*) E-Modul bestimmt bei 2000 und 10000 Megabar.

**) Analyse aus Rosenbusch, Gesteinselemente, S. 113, Analyse 6.

***) Analysen von Adams und Williamson, S. 482 u. ff.

†) Analyse aus Rosenbusch, Gesteinselemente, S. 218, Analyse 9.

seines feinkörnigen Gefüges war solches Verhalten nicht zu erwarten, denn man sieht, daß der feinkörnige Stone-Mt.-Granit fast den doppelten Wert für E erreicht.

Sieht man von den von Adams und Williamson untersuchten Graniten ab, die bei besonders hohen Drucken (10000 Megabar) geprüft worden sind, so findet man, daß die Granite von Jannowitz, Dresden, Baveno und Quincy I gut beieinander liegen. Die ersten drei haben mittelkörniges Gefüge, Quincy I dagegen ist von ziemlich grobem Korn. Dann folgen die Granite: Westerly, Lily Lake, Quincy II und Peterhead. Peterhead und Lily Lake, die von ziemlich grobem Korn sind, ähneln sich auch sonst sehr in der petrographischen Beschaffenheit. Der Einfluß des Druckes, bei dem der Elastizitätsmodul bestimmt wurde, kommt bei Gegenüberstellen der gleichen Gesteine gut zum Ausdruck.

	Adams u. Coker	Adams u. Williamson
Westerly-Granit	509 . 10 ¹¹	687—731 . 10 ¹¹

Bei den Syeniten paßt der Montreal-Syenit gut hinein.

In der Gabbreriehe sieht man am New Glasgower Gabbro wieder den Unterschied zwischen den bei niederen und höheren Drucken gefundenen Werten.

	Adams u. Coker	Adams u. Williamson
New Glasgower Gabbro	10.80 . 10 ¹¹	10,2—12.0 . 10 ¹¹

Während der Harzburger Gabbro durch mineralogische Umwandlung einen Zuwachs an Zähigkeit erhalten hat, ist beim New Glasgower Gabbro der außergewöhnlich hohe Wert des Elastizitätsmoduls auf die Kataklasstruktur im Gestein zurückzuführen, eine Erscheinung, die noch in höherem Maße zur Verbesserung des E -Moduls beigetragen hat. Außerdem kann auch der geringere Kieselsäuregehalt verantwortlich gemacht werden.

Die Diabase zeigen auch gewisse Unterschiede, und zwar liegt der Sudburyer Diabas über dem von Niederkunnersdorf. Der Grund hierfür liegt im niederen Kieselsäuregehalt und sehr wahrscheinlich auch daran, daß der Sudbury-Diabas etwas feineres Korn hat als der von Niederkunnersdorf. Der hohe von Adams und Williamson gefundene Elastizitätswert findet seine Erklärung wie oben in dem höheren Druck und an der anderen Versuchsausführung. Der Pallisaden-diabas von New Jersey hingegen läßt sich gut eingliedern.

Einen deutlichen Unterschied zeigen die beiden Sandsteine. Der ältere Sandstein (Carbon) zeigt einen höheren, mehr als doppelt so großen Elastizitätswert als der Sandstein von Ohio.

Zum Schluß noch einige Worte über die Bedeutung des Elastizitätsmoduls für die natürlichen Gesteine. Es braucht eigentlich gar nicht gesagt zu werden, daß die Bestimmung und die Kenntnis der elastischen Konstanten von Naturgesteinen auch für den modernen Straßenbau und die Eisenbahnbeschotterung — beides Dinge, die im Zenit des Interesses stehen — von allergrößter Bedeutung sind und daß auf diesen Gebieten den elastischen Eigenschaften der

Gesteine nachgegangen werden muß, um auf solche Weise in die Materie einzudringen.

Nicht laut genug kann die Forderung erhoben werden, auch von Naturgesteinen, ähnlich wie es schon seit langem bei Stahl und Eisen geschieht, den Elastizitätsmodul zu bestimmen und auch Gesteine auf ihren Widerstand gegen schwingende Beanspruchungen zu prüfen. Auf diesem Wege wird es möglich sein, die technische und wirtschaftliche Aufgabe zu lösen, das Material zu finden, das den erhöhten Ansprüchen, die die vermehrten und höheren Verkehrslasten stellen, gewachsen ist.

Über den Horizontalabstand von Pendelstationen

Von Robert Schwinne

Für die geologische Deutung ist es wesentlich, daß die Differenz zwischen zwei benachbarten Schwerestationen nie das falsche Vorzeichen bekomme. Daher wird vorgeschlagen, die Pendelstationen im Querprofil nicht näher aneinander zu rücken, als daß die mutmaßliche Differenz das 6-fache des mittleren Fehlers der einzelnen Messung ist.

Das Netz von Schwerestationen, wie es uns von den älteren Vermessungen her vorliegt, kann sozusagen als „zufällig“ in der Auswahl der Stationsorte bezeichnet werden; wenigstens in geologischer Hinsicht sind systematische Beeinflussungen dabei nicht im Spiele gewesen. Den Horizontalabstand der Pendelstationen zu diskutieren, war da wenig Anlaß, man mußte zufrieden sein, wenn man überhaupt welche antraf. Erst in neuerer Zeit ist diese Frage aufgeworfen worden, anscheinend zuerst im Gefolge von bergmännischen Untersuchungen. Aber auch bei den neueren Landesvermessungen spielt dieses Problem bereits eine Rolle. Die Aufgabe, in einem konkreten Falle eine Art geologischer Prognose zwecks Auswahl der Stationen auszuarbeiten, führte mich darauf, diese Frage auch vom Gesichtspunkt der regionalgeologischen Deutung der Schweremessungen aus zu betrachten.

Die Binsenwahrheit, daß viele Messungen besser sind als wenige und immer irgendwie zu einer Erhöhung der Genauigkeit verwendet werden können, muß natürlich auch für die Häufung von Pendelstationen gelten; aber es gibt da einige Einschränkungen. Liegen die Stationen z. B. sehr nahe zusammen, so wird man zwischen die zickzack gestreuten Punkte leicht eine kontinuierliche Kurve des g -Verlaufes interpolieren können, welche die Unsicherheit der einzelnen Messung weitgehend korrigiert. Wie das bei einer etwas geringeren, wenn auch immer noch großen Stationsdichte steht, ob da in der Ermittlung der sonst noch unbekannten Kurve nicht auch prinzipielle Unsicherheiten auftreten können, ist eine offene Frage — die aber offen bleiben kann; denn eine solche Häufung von Pendelstationen

ist nicht zweckmäßig, da nimmt man besser gleich die Drehwaage. Die Pendelstation ist ihrem Wesen nach ein Individuum, sie wird für sich beurteilt und verarbeitet entweder im Absolutwert, meist aber mit dem Relativwert, das ist mit der Differenz ihres Wertes (in g oder besser in der Anomalie, das ist irgend ein reduziertes g minus Normalschwere: $g_0 - \gamma_0$ oder $g''_0 - \gamma_0$ usw.) von dem der Nachbarstation.

Am allerunerwünschtesten von allen Fehlerkonsequenzen ist offenbar der Fall, wenn eine solche Differenz das falsche Vorzeichen bekommt; denn das führt zu einem qualitativen, wesentlichen Irrtum. Versucht man nämlich eine solche Anomalie, die das falsche Vorzeichen bekommen hat, durch Unterlegung einer störenden Masse zu erklären, so kommt diese auf die falsche Seite zu liegen und die geologische Deutung muß ganz verkehrt ausfallen. Jung (Zeitschr. f. Geophys. 3, 152, 1927) hatte gemeint, man könnte die Stationen mit Vorteil so nahe aneinander rücken, daß die theoretisch größtmögliche Schwankung der Schwerkraftintensität zwischen ihnen gleich der Genauigkeit*) der einzelnen Pendelmessung wird. Aus seinen Beispielen geht hervor, daß er dabei nur an Fälle der Praxis denkt, in denen der allgemeine Gang der Schwerestörung von vornherein feststeht; da mag es auch angehen. In unserem allgemeineren Falle dürfte diese Wahl gerade zwischen zwei Stühle treffen. Gegenseitig korrigieren und kontrollieren können Messungen dieses Horizontalabstandes einander nicht mehr, dagegen werden sie häufig die verpunkteten falschen Vorzeichen liefern: bezeichnen wir mit \bar{r} einen Fehler, der größer ist als der wahrscheinliche (r), so hat das Vorkommen von $g_1 + \bar{r}$, $g_1 - \bar{r}$, $g_2 + \bar{r}$, $g_2 - \bar{r}$ jedesmal die Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$, und somit das Zusammenvorkommen von je zwei bestimmten dieser Werte, d. i. daß die Differenz beträgt $g_2 - g_1 + 2\bar{r}$ oder $g_2 - g_1 - 2\bar{r}$, jedesmal die Wahrscheinlichkeit von $\frac{1}{16}$; und einer von diesen beiden Fällen müßte bei Beachtung von Jungs Vorschlag bestimmt das verkehrte Vorzeichen haben; denn der wahrscheinliche Fehler ist rund $\frac{2}{3}$ des mittleren (ε), also $2r = \frac{4}{3}\varepsilon$, und außerdem ist angenommen, daß es die theoretisch maximale Differenz ist, die dem mittleren Fehler (ε) gleichgemacht worden ist, die wirkliche Differenz $g_2 - g_1$ ist viel kleiner. Unter diesen Umständen kann man annehmen, daß 10% aller Differenzen $g_2 - g_1$ oder noch mehr das verkehrte Vorzeichen bekommen würden, und das scheint mir nicht erträglich! Ferner, der genaue Wert der Stationsdifferenz $g_2 - g_1$ ist ja erst durch die Messung zu ermitteln. Für die Aufgabe, die Stationsorte auszuwählen, steht nur eine Schätzung zur Verfügung, und da dürfte auch in günstigen Fällen ein Irrtum von 50% leicht unterlaufen können. Um also die falschen Vorzeichen sicher zu vermeiden, würde ich vorschlagen, die Pendelstationen grundsätzlich nicht näher aneinander zu rücken, als daß die Stationsdifferenz der Schätzung nach mindestens den sechsfachen mittleren Fehler der einzelnen Pendelmessung beträgt. Sollte sich die Differenz

*) Nach dem gewöhnlichen Sprachgebrauch ist damit wohl der mittlere Fehler gemeint?

an einer Stelle des Profils viel größer erweisen als geschätzt war, und ist es zur Deutung nötig, so kann man immer noch nachträglich eine Zwischenstation hineinlegen, das ist sicher weniger Arbeit, als wenn man von Anfang an die Stationsdistanz wahllos viel kleiner genommen hätte. Und will man noch feinere Einzelheiten studieren, die mit solchem Stationsnetz nicht erfaßt werden können, so muß man eben zur Drehwaage greifen und wird auch die Messungen mit dieser besser disponieren können, wenn man sich auf die aus den lockerer gestellten Pendelstationen gewonnene Übersicht stützen kann, als wenn man sie ganz ins Blaue hinein anfangen muß.

Wenn man nur über eine bestimmte Zahl von Stationen disponieren darf — und eine gewisse Beschränkung im Aufwand wird man heute wohl überall voraussetzen müssen —, so ist die zweckmäßigste Anordnung derselben die lineare, das ist die Vermessung eines Profils; und dieses ist selbstverständlich in der Richtung des größten Gradienten*) zu legen. In dieser Richtung sind zwar die meisten, weil eng gestellten, Stationen erforderlich, aber das Messungsergebnis ist hier auch am charakteristischsten und geologisch am leisesten zu deuten. Und auch für die geologische Prognose sind diese Linien am leichtesten zu finden. Wo der geologische Bau ohne viel Veränderung längere Strecken gerade weiterstreicht, und diese Strecken sind ohnedem schon wegen der leichteren Berechnung und Deutung der Anomalien auszuwählen, sind die maximalen Gradienten normal zum jeweiligen Generalstreich und somit leicht mit genügender Genauigkeit**) anzugeben. Für diese Querprofile sind auch bereits gewisse Durchschnittszahlen bekannt, die eine Schätzung selbst dort gestatten, wo sonst nichts bekannt ist. Im alpidisch dislozierten Gebiet***) wird man annehmen können, daß im Querprofil Gradienten von $0,001 \text{ cm sec}^{-2}$ auf den Kilometer so ziemlich die Regel sind, daß sie aber über den Hauptdislokationen auf 0,002 bis 0,003 steigen können. Im variskischen Faltungsgebiet†) wird das Mittel heute vermutlich etwas tiefer liegen. Nimmt man an, daß bei modernen Pendelmessungen der mittlere Fehler höchstens $0,001 \text{ cm/sec}^{-2}$ beträgt, so kann man die Stationen über den alpidischen Hauptdislokationen auf etwa 2 km zusammenrücken, an variskischen vielleicht auf 3 km, sonst sind im allgemeinen 5 bis 6 km eine empfehlenswerte Stationsdistanz.

*) Die Trajektorie der Linien gleicher Schwereanomalien ist nicht ohne weiteres identisch mit der des größten Gradienten, wie er etwa mit der Drehwaage ermittelt wird, allein bei der Orientierung des Schwereprofils kommt es auf solche kleine Richtungsunterschiede nicht an.

**) Bei Verschwenkung des Profils aus der Normalen heraus ist die Änderung des Gradienten gering, nämlich etwa proportional der des \cos des betreffenden kleinen Winkels.

***) R. Schwinne: Geophysikalische Zusammenhänge zwischen Ostalpen und Böhmischer Masse. Gerlands Beitr. z. Geophys. 23, 72, 1929.

†) J. Koenigsberger: Zur geophysikalischen gravimetrischen Landesuntersuchung und über die Tiefenlage der störenden Massen. Zeitschr. f. prakt. Geologie, 35. Jahrg., H. 5, S. 68, 1927.

Normal zu den so gewählten Profilen wären die für eine Stationsreihe ungünstigsten Linien, denn in diesen kommt die Unsicherheit der Messungen und die unkontrollierbare Abweichung der Linie von der richtigen „Isogamme“ allein und daher voll zur Geltung. Man vermeidet am besten, solche Stationsfolgen in Diskussion zu ziehen. Am zweckmäßigsten legt man zuerst die Stationsreihen weit auseinander, wie es sich ohnedem meist ganz ungezwungen ergibt, wenn man nur die einwandfreien Querprofile heraussucht. Vergleicht man dann die Änderungen der Schwerewerte und des tieferen Baues im Streichen, so findet man leicht die Zwischenstationen, die nötig sind, die Übergänge aufzuklären und den Schwereverlauf auf der ganzen Fläche zu erfassen. Legt man dagegen, wie es bisher geschah, auf gut Glück ein Quadratnetz, so kann man leicht ein paar rätselhafte Ziffern bekommen, die allen Deutungsversuchen trotzen. Eine Schwerkreisstation aber, die man nicht geologisch deuten kann, ist wenig mehr als verschwendete Arbeit.

Die Belowsche Methode zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient, ihre Verallgemeinerung für beliebige Massenformen und ihre Anwendung auf „zweidimensionale“ Massenanordnungen

Von Karl Jung, Potsdam — (Mit 3 Abbildungen)

Auf ein von Below ausgearbeitetes, von Nikiforov an schwer zugänglicher Stelle veröffentlichtes Verfahren der Geländereduktion von Krümmungsgröße und Gradient für entfernte Geländeteile wird hingewiesen, und es wird gezeigt, wie man das Verfahren auf beliebige Massenformen und auf die Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Einbettungen übertragen kann.

An etwas schwer zugänglicher Stelle¹⁾ hat Nikiforov auf eine von Below ausgearbeitete Methode der Geländereduktion von Krümmungsgröße und Gradient für entfernte Geländeteile (sogenannte „kartographische“ Reduktion) hingewiesen. Diese Methode, die an Stelle des Auszählens von Diagrammen die Höhenlinien so umzeichnet, daß sie ausplanimetriert werden können, kann nach geeigneter Abänderung auch auf die Bestimmung der Wirkung gegebener Massen in Stationsnähe angewandt und auf langgestreckte, horizontal gelagerte Massen mit überall gleichem Querschnitt — sogenannte „zweidimensionale“ Massenformen — übertragen werden. Die Belowsche Methode dürfte mehr Beachtung verdienen, als ihr infolge ihrer schwer zugänglichen Veröffentlichung zuteil geworden ist.

A. Die Belowsche Methode. Es sei X , Y , Z ein rechtwinkliges Koordinatensystem. Die Z -Achse zeige nach unten, der Koordinatenanfang liege im Bezugspunkt der Drehwaage. Ist k^2 die Gravitationskonstante, σ die Dichte der Masse, deren Wirkung bestimmt werden soll, oder der Dichteunterschied einer Einbettung gegen ihre Umgebung, seien ξ , η , ζ die x -, y -, z -Koordinaten der

Massenelemente, so ist ihre Wirkung auf die mit der Drehwaage gemessenen Größen im Koordinatenanfang:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) &= \frac{3}{2} k^3 \iiint \sigma \frac{\eta^2 - \xi^2}{r^5} d\xi d\eta d\xi, \\ r &= \sqrt{\varrho^2 + \xi^2} = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \xi^2}, \\ W_{xy} &= 3 k^3 \iiint \sigma \frac{\xi \eta}{r^5} d\xi d\eta d\xi, \\ W_{zx} &= 3 k^3 \iiint \sigma \frac{\xi \xi}{r^5} d\xi d\eta d\xi, \\ W_{zy} &= 3 k^3 \iiint \sigma \frac{\xi \eta}{r^5} d\xi d\eta d\xi. \end{aligned} \right\} \dots \quad (1)$$

Die Belowsche Methode ist nur für entfernte niedrige Massen gedacht. Bei diesen ist ξ klein gegen die Entfernung ϱ . Durch Integration über ξ von 0 bis ξ erhält man die Wirkung der Massen zwischen dem Bezugspunktsniveau und der Höhe ξ (unter Vernachlässigung von ξ gegen ϱ):

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) &= \frac{3}{2} k^2 \iint \sigma \xi \frac{\eta^2 - \xi^2}{\varrho^5} d\xi d\eta, \\ W_{xy} &= 3 k^2 \iint \sigma \xi \frac{\xi \eta}{\varrho^5} d\xi d\eta, \\ W_{zx} &= \frac{3}{2} k^2 \iint \sigma \xi^2 \frac{\xi}{\varrho^5} d\xi d\eta, \\ W_{zy} &= \frac{3}{2} k^2 \iint \sigma \xi^2 \frac{\eta}{\varrho^5} d\xi d\eta. \end{aligned} \right\} \dots \quad (2)$$

oder nach Einführung des Azimuts φ , positiv von + X nach + Y:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx}) &= -\frac{3}{2} k^2 \iint \sigma \xi \frac{\cos 2\varphi}{\varrho^3} d\varrho d\varphi, \\ W_{xy} &= \frac{3}{2} k^2 \iint \sigma \xi \frac{\sin 2\varphi}{\varrho^3} d\varrho d\varphi, \\ W_{zx} &= \frac{2}{2} k^2 \iint \sigma \xi^2 \frac{\cos \varphi}{\varrho^3} d\varrho d\varphi, \\ W_{zy} &= \frac{3}{2} k^2 \iint \sigma \xi^2 \frac{\sin \varphi}{\varrho^3} d\varrho d\varphi. \end{aligned} \right\} \dots \quad (2a)$$

Ähnliche Formeln (ohne Vernachlässigung von ξ gegen ϱ) sind als Grundlage der rechnerischen Methoden der Geländereduktion von Schveydar²⁾ bekannt.

Ist die Masse, deren Wirkung bestimmt werden soll, von konstanter Dichte und reicht sie vom Bezugspunktsniveau bis zur konstanten Höhe ξ , so können

in (2a) σ und ξ vor das Integrationszeichen geschrieben werden, und man erhält Integrale von der Form

$$w = \frac{3}{2} k^2 \sigma \cdot f(\xi) \cdot \int \int g(\varrho) \cdot h(\varphi) d\varrho d\varphi \dots \dots \dots \quad (3)$$

wobei

w	$f(\xi)$	$g(\varrho)$	$h(\varphi)$
$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$	$-\xi$	$\frac{1}{\varrho^3}$	$\cos 2\varphi$
W_{xy}	ξ	$\frac{1}{\varrho^3}$	$\sin 2\varphi$
W_{zx}	ξ^2	$\frac{1}{\varrho^3}$	$\cos \varphi$
W_{zy}	ξ^2	$\frac{1}{\varrho^3}$	$\sin \varphi$

Durch Addition von solchen Massen mit konstantem σ und ξ kann die Wirkung jeder beliebigen Masse annäherungsweise gefunden werden. Formel (3) ist die Grundlage der Diagramme von Numerov³⁾.

Die Anwendung dieser Diagramme geschieht bekanntlich so, daß man sie auf durchsichtigem Papier herstellt und in geeigneter Weise auf die Höhenschichtkarte des Geländes legt. Durch Auszählen der die Fläche zwischen benachbarten Höhenlinien ausfüllenden Diagrammfelder erhält man nach Multiplikation mit dem Zählpunkt des Diagrammfeldes den Betrag der Flächenintegrale in Formel (3), während das Gewicht, das jedem der Felder beizulegen ist, durch $\frac{3}{2} k^2 \sigma f(\xi)$ gegeben ist.

Die Diagramme sind so konstruiert, daß jedes Feld denselben Zählpunkt hat. Größe und Gestalt der Diagrammfelder hängt von Azimut und Entfernung ab. Da die Größe der Diagrammfelder von gleichem Zählpunkt nicht konstant ist, kann das Auszählen nicht durch Bestimmung von Flächenhalten erfolgen.

Below zeichnet nun die Höhenschichtenkarte so um, daß die Diagrammfelder, wenn man sie in gleicher Weise umgezeichnet denkt, gleiche Flächeninhalte haben. Man kann dann, statt Diagrammfelder abzuzählen, mit dem Planimeter den Flächeninhalt zwischen je zwei umgezeichneten Höhenlinien bestimmen, um den Betrag der Doppelintegrale in Formel (3) zu erhalten.

Es ist also die Formel (3) durch geeignete Substitutionen in die Form

$$w = \frac{3}{2} k^2 \sigma f(\xi) \cdot \int \int R dR d\Phi \dots \dots \dots \quad (4)$$

zu bringen. Die Substitutionen sind:

w	R	Φ
$\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$	$\sqrt{\frac{2}{\varrho}}$	$\frac{\sin 2\varphi}{2}$
W_{xy}	$\sqrt{\frac{2}{\varrho}}$	$\frac{\cos 2\varphi}{2}$
W_{zx}	$\frac{1}{\varrho}$	$\sin \varphi$
W_{zy}	$\frac{1}{\varrho}$	$\cos \varphi$

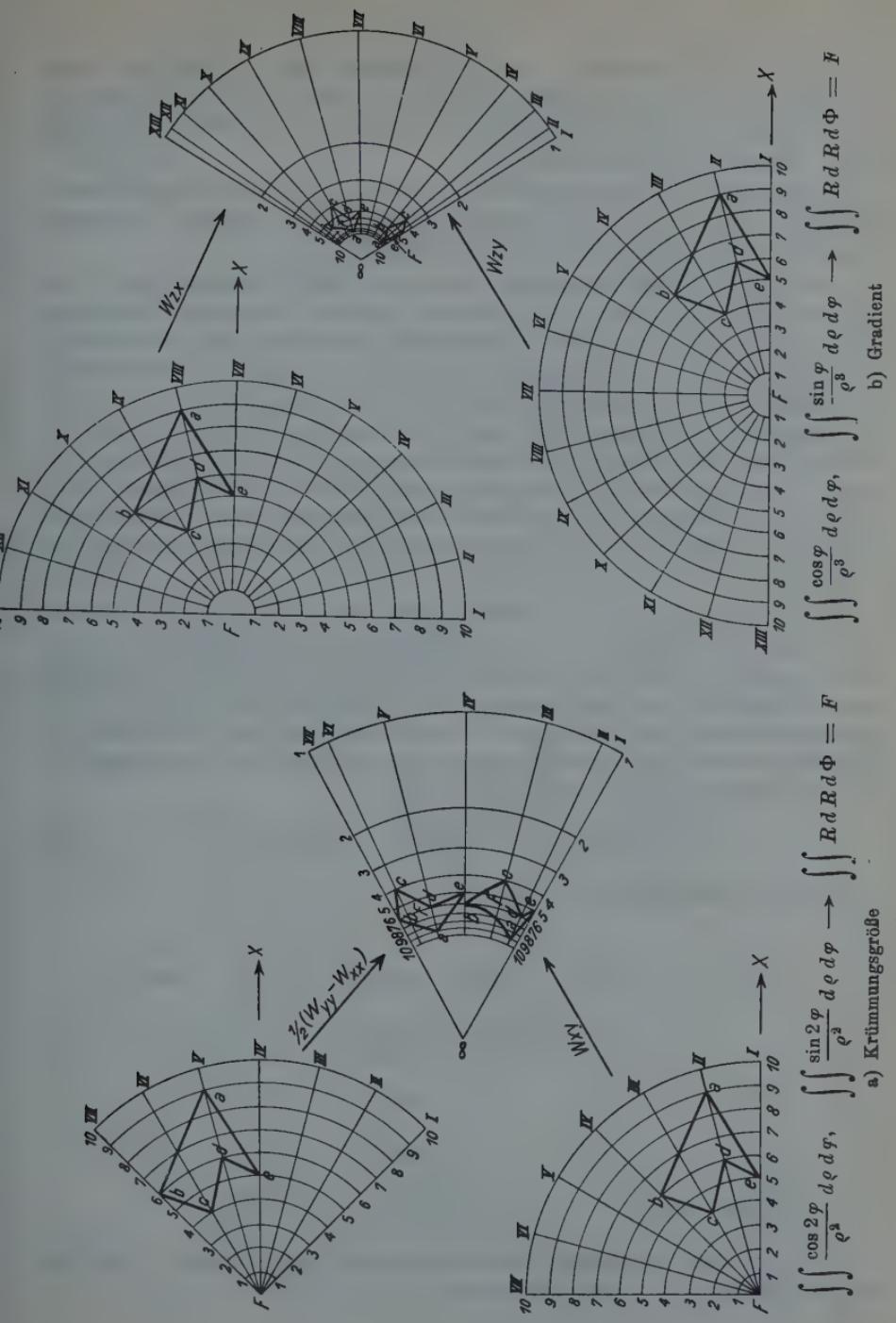


Fig. 1. Below'sche Methode für ferne, niedrige Massen

b) Gradient

$$\int \int \frac{\cos \varphi}{\rho^3} d\rho d\varphi \rightarrow \int \int \frac{\sin \varphi}{\rho^3} d\rho d\varphi \rightarrow \int \int R dR d\phi = F$$

a) Krümmungsgröße

Hierbei ist das Vorzeichen unbeachtet geblieben. Man berücksichtigt es am einfachsten mit Hilfe von Formel (1) oder (2) nach erfolgter Bestimmung von w . Für die Geländereduktion sei auch auf die Fig. 2a bis d auf S. 209 im 3. Jahrgang dieser Zeitschrift (1927) verwiesen.

Fig. 1 zeigt die Transformation eines Netzes von gleichabständigen Polarkoordinaten und einer in dieses Netz eingezeichneten geschlossenen Höhenlinie a) für die Krümmungsgröße, b) für den Gradienten.

So einleuchtend der Grundgedanke der Belowschen Geländereduktion auch ist, kann sie in vorliegender Form nicht als unbedingt zweckmäßig bezeichnet werden. Denn meist werden für die entfernteren Geländeteile schon Höhenlinienkarten vorliegen (z. B. Meßtischblätter), und dann wird wegen des zeitraubenden Umzeichnens der Höhenlinien im Vergleich zur Anwendung der Diagramme von Numerov keine Zeit gespart. Und auf die Stationsnähe, wo keine ausreichenden Höhenlinienkarten vorliegen und es ein leichtes ist, die Nivellelementsergebnisse gleich in der umgezeichneten Form niederzulegen, ist das Verfahren wegen der bei Ableitung der Formeln (2) gebrauchten Vernachlässigungen nicht anwendbar. Störend, wenn auch nicht ernsthaft hinderlich, ist die Vertauschung von Innen und Außen beim Umzeichnen der Höhenlinien.

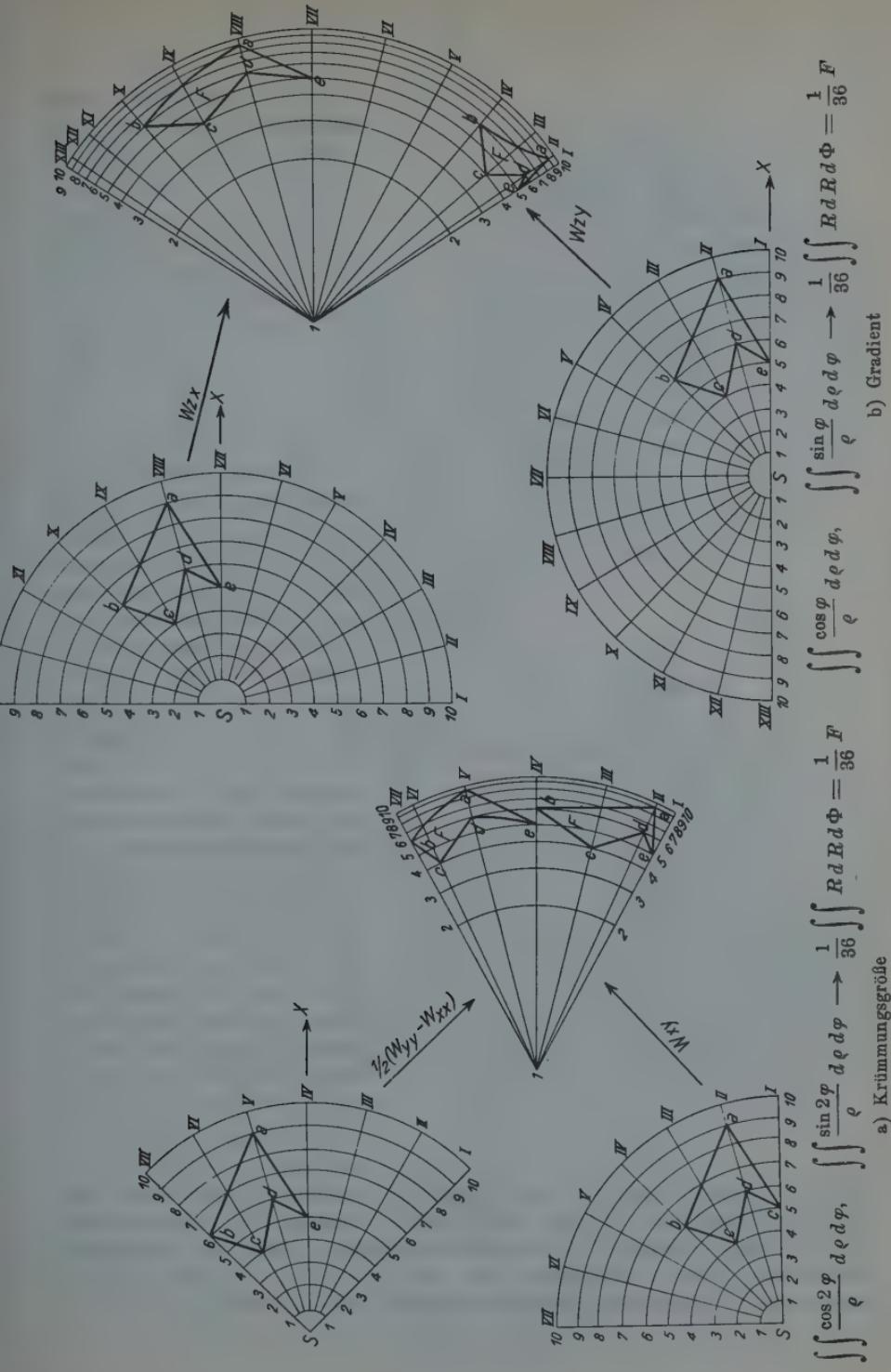
B. Übertragung der Belowschen Methode auf die Stationsnähe und beliebige Massenformen. Zu einer brauchbaren Methode, die von der Bedingung kleiner Höhe bei großer Entfernung frei ist, kommt man auf Grund der vom Verfasser in Bd. 3 dieser Zeitschrift (1927) gegebenen Diagramme⁴⁾. Durch strenge Integration der Gleichungen (1) über ξ von 0 bis ξ und Einführung des Erhebungswinkels ε , $\operatorname{tg} \varepsilon = -\xi/\varrho$, kommt man schließlich statt auf die Formel (3) auf Gleichungen von der Gestalt

$$w = k^2 \sigma \cdot i(\varepsilon) \cdot \iint k(\varrho) \cdot l(\varphi) d\varrho d\varphi \dots \dots \dots \quad (5)$$

wobei (ohne Beachtung des Vorzeichens)

w	$i(\varepsilon)$	$k(\varrho)$	$l(\varphi)$
$\frac{1}{2} (W_{yy} - W_{zz})$	$\frac{1}{2} (3 \sin \varepsilon - \sin^3 \varepsilon)$	$\frac{1}{\varrho}$	$\cos 2\varphi$
W_{xy}	$\frac{1}{2} (3 \sin \varepsilon - \sin^3 \varepsilon)$	$\frac{1}{\varrho}$	$\sin 2\varphi$
W_{zz}	$(1 - \cos^3 \varepsilon)$	$\frac{1}{\varrho}$	$\cos \varphi$
W_{zy}	$(1 - \cos^3 \varepsilon)$	$\frac{1}{\varrho}$	$\sin \varphi$
Schwereintensität W_z	$(1 - \cos \varepsilon)$	1	1

Man kann nun auf ähnliche Weise wie oben die Doppelintegrale in die Form eines Flächeninhalts, $\iint R dR d\Phi$, bringen.

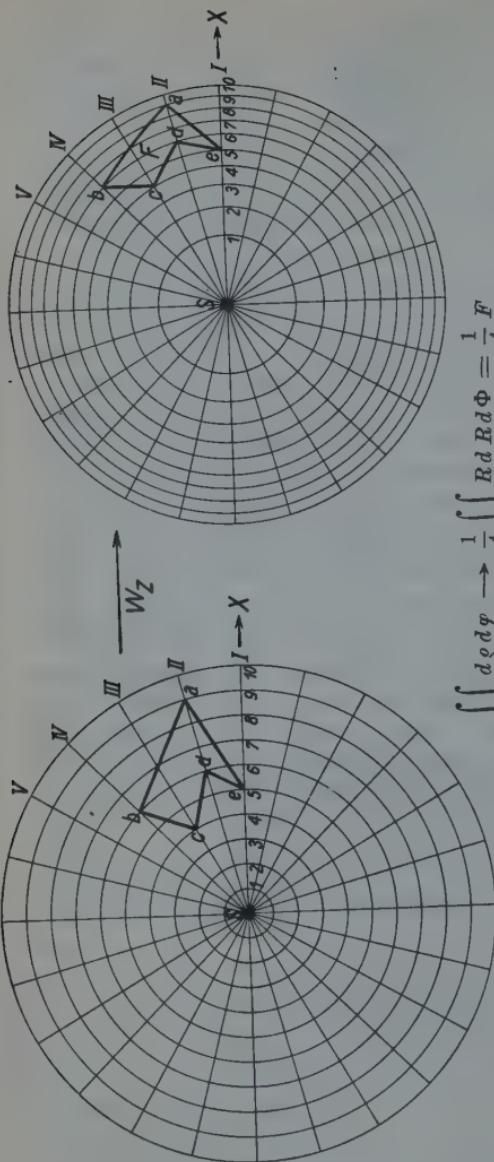


a) Krümmungsgröße

b) Gradient

Fig. 2. Belowsche Methode für beliebige Massen

$$\int \int \frac{\cos 2\varphi}{\rho} d\rho d\varphi, \quad \int \int \frac{\sin 2\varphi}{\rho} d\rho d\varphi \rightarrow \frac{1}{36} \int \int R dR d\Phi = \frac{1}{36} F \quad \int \int \frac{\cos \varphi}{\rho} d\rho d\varphi, \quad \int \int \frac{\sin \varphi}{\rho} d\rho d\varphi \rightarrow \frac{1}{36} \int \int R dR d\Phi = \frac{1}{36} F$$



Die Substitutionen sind ohne Rücksicht auf das Vorzeichen:

$$\begin{aligned} w & \quad R & \quad \phi \\ \frac{1}{2}(W_{yy} - W_{zz}) & \sqrt{2 \ln \rho} & \frac{\sin 2\varphi}{2} \\ W_{xy} & \sqrt{2 \ln \rho} & \frac{\cos 2\varphi}{2} \\ W_{zz} & \sqrt{2 \ln \rho} & \sin \varphi \\ W_{zy} & \sqrt{2 \ln \rho} & \cos \varphi \\ W_z & \sqrt{2\rho} & \varphi \end{aligned}$$

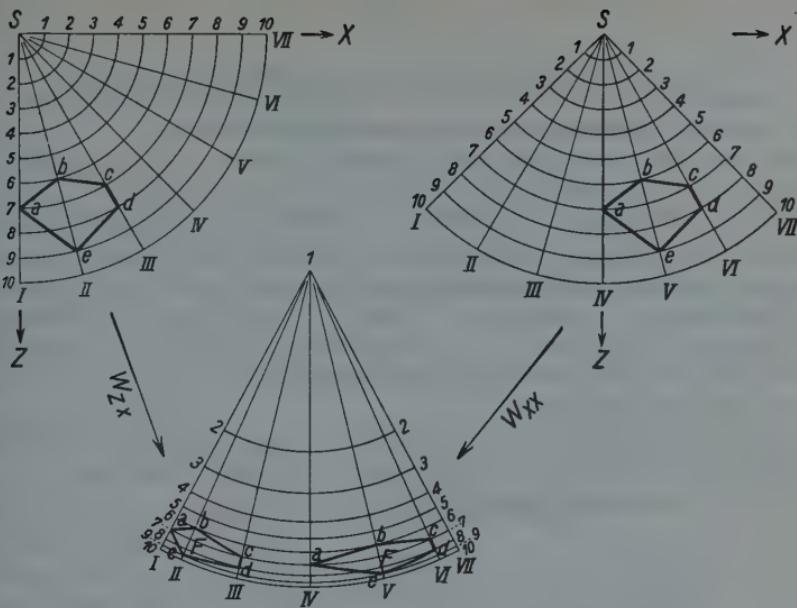
Fig. 2. Belowsche Methode für beliebige Massen. c) Schwereintensität

$$\iint d\rho d\varphi \rightarrow \frac{1}{4} \iint R dR d\Phi = \frac{1}{4} F$$

Fig. 2 zeigt wie Fig. 1 die Umzeichnung eines gleichabständigen Polarkoordinatennetzes a) für die Krümmungsgröße, b) für den Gradienten, c) für die Schwerkraft.

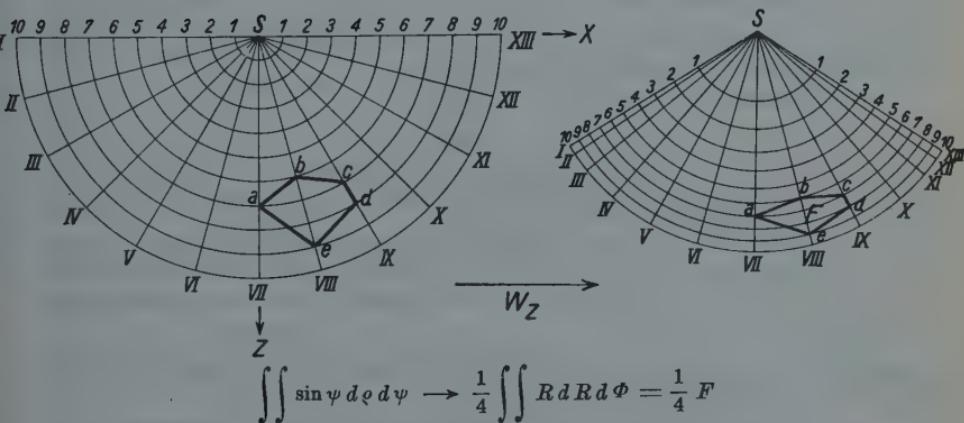
Die Bestimmung des Erhebungswinkels aus dem Nivellement ist nicht umständlicher als die Bestimmung der Geländehöhe. In dieser Beziehung ist für die Stationsnähe, soweit keine ausreichenden Höhenschichtenkarten existieren, eine Methode, die die Linien gleichen Erhebungswinkels benutzt, gegen eine die Geländehöhe verwendende Methode nicht im Nachteil. Der Nachteil der vom Verfasser gegebenen Diagramme, daß sie wie alle Grundrißdiagramme bei engen auszuzählenden Flächen mühsam anzuwenden sind, besteht bei dem der Belowschen

Methode nachgebildeten Verfahren nicht. Als weiterer Vorteil dieses Verfahrens ist anzusehen, daß die mechanische Anwendung des Planimeters dem Rechner einen großen Teil seiner Arbeit abnimmt, wodurch die Wahrscheinlichkeit von Irrtümern vermindert wird. Bei Anwendung geeigneter Vordrucke können die Nivellementsergebnisse unmittelbar in der transformierten, zur



$$\iint \frac{\sin 2\psi}{\varrho} d\varrho d\psi \rightarrow \frac{1}{36} \iint R dR d\Phi = \frac{1}{36} F \leftarrow \iint \frac{\cos 2\psi}{\varrho} d\varrho d\psi$$

a) Krümmungsgröße und Gradient,



b) Schwereintensität

Fig. 3. Belowsche Methode für „zweidimensionale“ Massenanordnungen

Verwendung kommenden Form aufgezeichnet werden, so daß ein Umzeichnen nicht nötig ist.

Ob das Verfahren im Vergleich zu den Diagrammen von Haalck⁵⁾ und den rechnerischen Methoden von Schveydar²⁾ im Vorteil oder Nachteil ist, hängt wohl im wesentlichen von der Übung des Bearbeiters ab.

In der vorliegenden Form des Belowschen Verfahrens entsteht keine Vertauschung von Innen und Außen.

C. Übertragung auf „zweidimensionale“ Einbettungen. Die Übertragung des Belowschen Verfahrens auf die Bestimmung der Wirkung horizontal gelagerter, langgestreckter Massen mit überall gleichem Querschnitt — sogenannter „zweidimensionaler“ Massenformen — bietet vor den bekannten Diagrammmethoden kaum einen Vorteil, da die Massen fast stets durch ihren Querschnitt gegeben sind und der Querschnitt umgezeichnet werden muß. Sie sei der Vollständigkeit wegen erwähnt.

Die Masse erstrecke sich in der Y-Richtung ins Unendliche, die zur X Z-Ebene parallelen Querschnitte seien überall gleich. Dann ist ihre Wirkung:

$$w = 2 k^3 \sigma \iint m(\varrho) \cdot n(\psi) d\varrho d\psi \dots \dots \dots \quad (6)$$

wobei

w	$m(\varrho)$	$n(\psi)$
W_{xx}	$\frac{1}{\varrho}$	$\cos 2\psi$
W_{zz}	$\frac{1}{\varrho}$	$\sin 2\psi$
W_z	1	$\sin \psi$

und $\varrho = \sqrt{\xi^2 + \zeta^2}$; ψ bedeutet den Winkel, den ϱ mit der positiven X-Achse bildet

Die Substitutionen sind für W_{xx} und W_{zz} dieselben wie in Abschnitt B für $\frac{1}{2}(W_{yy} - W_{xx})$ und W_{xy} . Für die Schwereintensität W_z ist $R = \sqrt{2}\varrho$, $\Phi = \cos \psi$, ohne Rücksicht auf das Vorzeichen.

Die Umzeichnung zeigt Fig. 3.

Literatur

¹⁾ P. Nikiforov: Physical Principles of Gravitational Method of Prospecting. (Russisch mit englischem Auszug.) Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad, Nr. 1, S. 153—255, 1925.

²⁾ W. Schveydar: Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage. Zeitschr. f. Geophys. 1, 81—89 (1924/25); 3, 17—23 (1927).

³⁾ B. Numerov: Die topographische Reduktion bei Drehwaagebeobachtungen. Ebenda 4, 117—134 (1928).

⁴⁾ K. Jung: Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwaage und zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Massenanordnungen. Ebenda 3, 201—212 (1927).

⁵⁾ H. Haalck: Ein graphisches Verfahren für Drehwaagenmessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper. Ebenda 4, 161—178 (1928).

Harmonische Schwingungen des Untergrundes

Von R. Köhler, Göttingen — (Mit 2 Abbildungen)

Gehört zu den experimentellen seismischen Untersuchungen, die im Geodätischen Institut in Potsdam unter Leitung von Professor Angenheister mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführt worden sind.

Die Existenz von Schichtschwingungen des geschichteten Untergrundes ist noch umstritten; die experimentellen Ergebnisse sprechen teils dafür¹⁾, teils dagegen²⁾. Daher mag ein Hinweis erlaubt sein, daß jedenfalls harmonische Schwingungen des Untergrundes mit Sicherheit nachgewiesen werden können. Brand³⁾ findet bereits, daß sich häufig vorkommende Frequenzen der Bodenunruhe wie ungerade ganze Zahlen verhalten, wobei der Einwand möglich ist, es handele sich um eine Bevorzugung gewisser Frequenzen durch den benutzten Apparat. Um diese Möglichkeit auszuschließen, wurden bei Untersuchungen der Mikroseismik des Observatorienberges in Potsdam zwei gänzlich verschiedenen konstruierte Horizontalseismographen (Horizontal- und Vertikalpendel) verschiedener Eigenperiode gleichzeitig benutzt, für die nach eingehenden, sehr zahlreichen Vergleichsmessungen mit anderen Apparaten periodentreue Abbildung innerhalb $\pm 2\%$ garantiert werden konnte.

Experimentelle Ergebnisse. Es wurde in den ruhigsten Nachtstunden beobachtet, wo die Apparate bei der ge-

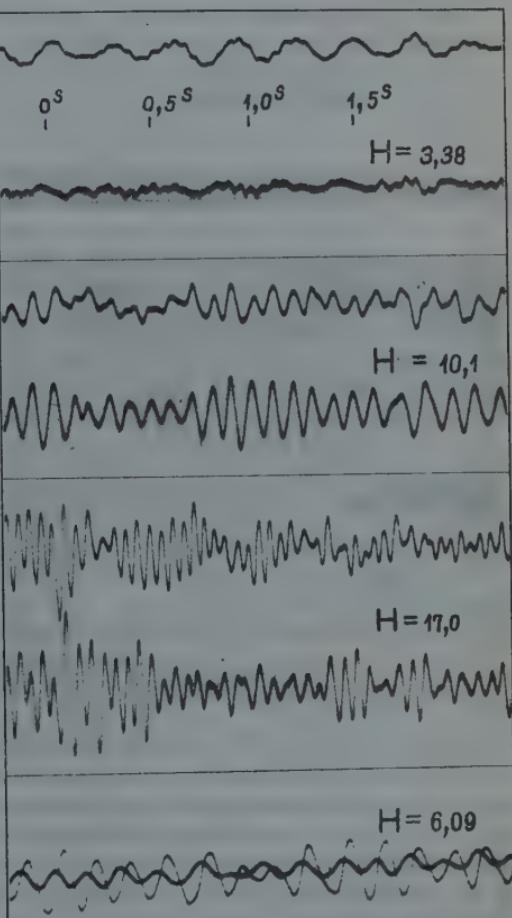


Fig. 1. Harmonische Horizontalschwingungen des Untergrundes in Hertz, aufgezeichnet mit Pendeln verschiedener Konstruktion

wählten Vergrößerung im allgemeinen keine Bewegung zeigten. Die nur zeitweise auftretende Bodenunruhe, hervorgerufen durch Verkehr auf der etwa 1 km entfernten Landstraße oder durch ferne Züge, hatte sehr einfachen sinusförmigen Charakter, im Gegensatz zu der komplizierten Tagesunruhe. Gleichzeitig vorgenommene Registrierungen mit einem Vertikalapparat bestätigten, daß es sich um reine Horizontalbewegungen handelte. Fig. 1 zeigt die vier auftretenden Frequenzen, übereinstimmend in beiden Apparaten. Andere Frequenzen wurden nicht beobachtet. Der Boden führt jeweils nur eine dieser vier Schwingungen aus, Überlagerung findet nicht statt. Die Frequenzen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die ersten drei verhalten sich sehr genau wie 1 : 3 : 5, die erste und vierte wie 5 : 9.

Tabelle 1

Frequenz in Hertz	3.38	10.1	17.0	6.09
Verhältnis derselben	1.00	: 2.99	: 5.02	: 1.80
	5.00	:		9.00

Es war zu vermuten, daß der Untergrund die beobachteten Schwingungen auch bei Sprengungen ausführen würde. Diese Vermutung fand sich bestätigt.

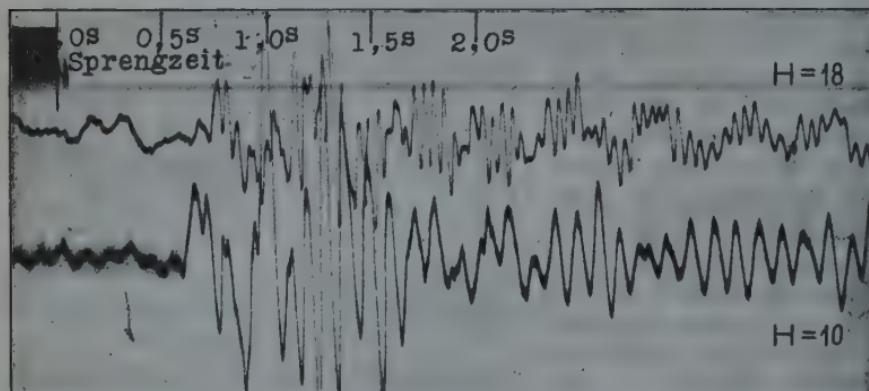


Fig. 2. Auftreten der harmonischen Horizontalschwingungen des Untergrundes bei Sprengungen (zwei verschiedene Pendel)

Fig. 2 gibt ein Beispiel. Die Schwingungsrichtungen der beiden Horizontalapparate standen senkrecht zueinander. Mit Beginn der Hauptphase setzten Schwingungen von 10 bzw. 18 Frequenzen ein. Bei Berücksichtigung der Tatsache, daß Ort und vor allem Zeit der Beobachtung verschieden waren (um 6 Wochen), ist die Übereinstimmung mit den Werten in Tabelle 1 hinreichend. Die Bewegungen in den Horizontalseismographen waren erst nach 7 Sekunden abgeklungen, während die gleichzeitig registrierenden Vertikalpendel, die diese Perioden nicht zeigten, schon nach 3 Sekunden zur Ruhe gekommen waren, ein Beweis, daß die fraglichen Frequenzen Horizontalschwingungen zugehörten. Sie sind übrigens in der Mikro-

seismik vor und nach der Sprengung mit zehnfach kleinerer Amplitude vorhanden, aber durch die Tagesunruhe stark gestört. Die Frequenz 3.88 konnte bei Sprengungen nicht beobachtet werden. Die von Schneider⁴⁾ bearbeitete Frequenz 2.4 (Periode 0.42 sec), die regelmäßig in der Tagesunruhe vorkommt und auf die weiter unten noch eingegangen wird, machte das unmöglich.

Diskussion der Ergebnisse. Die drei ersten in Tabelle 1 angeführten Frequenzen lassen sich zwanglos als Grund-, erste und zweite Oberschwingung einer „unten festgehaltenen“ Schicht deuten. Als schwingende Schicht dürfte die Gesamtmächtigkeit der diluvialen Sande zu betrachten sein. Dabei ist das „unten festgehalten“ natürlich nicht absolut zu verstehen. Es genügt, daß in dieser Tiefe die Schichtung einer Deformation größeren Widerstand entgegengesetzt als ihre Umgebung. Unter der Annahme, daß die untere Grenze der diluvialen Ablagerungen die Knotenfläche der Schwingung von der Frequenz 3.88 Hertz darstellt, ergibt sich aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der transversalen Wellen eine Abschätzung über die Dicke der Schicht nach der bekannten Formel $d = \frac{1}{4} v T$. Setzt man die Geschwindigkeit der Transversalwellen zu 700 m/sec an, so ergibt sich als Tiefe der Knotenfläche $d = 58$ m. Das entspricht der in der Umgebung für das Diluvium erbohrten Mächtigkeit (Spandau, Carolinenhöhe 66 m) und auch dem Wert von Schneider (60 m). In roher Annäherung kann man den Berg, auf dem die Beobachtungen stattfanden, als Pfeiler mit rechteckigem Querschnitt auffassen. Dann errechnet sich aus der Formel für die Querschwingung eines solchen Körpers die Schmalseite des „Pfeilers“ zu 112 m. Dieser Wert ist in der Größenordnung richtig. Die Dichte ist dabei zu 1.8, der E-Modul aus den Wellengeschwindigkeiten zu $220 \cdot 10^8$ g/cm sec² angenommen.

Die Frequenz 6.09 Hertz gehört nicht in das obige System von Schwingungen. Sie ist wohl einer Schicht größerer Mächtigkeit zuzuordnen. Die häufigste Frequenz der Tagesunruhe (2.4 Hertz) steht ebenfalls isoliert. Sie stellt eine erzwungene Schichtschwingung dar. Als Erregungsquelle kommen eine oder mehrere Maschinen in mindestens 2 km Entfernung in Frage. Das Anlaufen und vor allem das Auslaufen der Maschine pünktlich 6^h bzw. 22^h tritt in den Registrierkurven auf das markanteste in Erscheinung. Zwischen 22^h und 6^h ist diese Schwingung von genau 0.42 sec Periode niemals vorhanden.

Harmonische Schwingungen bei Erdbeben. Zum Schluß sei noch hingewiesen auf die Versuchsergebnisse von Suyehiro⁵⁾, die sich zwanglos als Schichtschwingungen der obigen Art deuten lassen. Der Verfasser untersucht mit einem Satz von 18 verschiedenen Pendeln, die auf Resonanz ansprechen, die vorherrschenden Schwingungsperioden bei Erdbeben. Die in der Arbeit abgebildeten Originalregistrierungen zeigen, daß unabhängig von der Herddistanz die Frequenzen 0.67, 2.00 und 3.88 vorherrschen, die sich wie 1.00 : 2.98 : 4.97 verhalten und eine harmonische Eigenschwingung des Untergrundes darstellen. Die harmonische Schichtschwingung stellt somit ganz allgemein einen Bestandteil der Bodenunruhe dar, wie auch immer die Störungsursachen sein mögen.

Literatur

- 1) Angenheister: Zeitschr. f. Geophys. 3, 32 (1927).
- 2) O. Meissner: Beiträge zu einer experimentellen Seismik, S. 72. Jena 1929.
- 3) Brand: Zeitschr. f. Geophys. 1, 348 (1925).
- 4) Schneider: ebenda 4, 103 (1928).
- 5) Suyehiro: Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 1, 59 (1926).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, 22. Februar 1930.

Mitteilungen

Bezeichnung des Standes und des Ganges einer Uhr

Der Wissenschaftler, der „Verbraucher“ der Präzisions-Uhrzeit, bezeichnet als „Uhrkorrektion“ oder „Stand der Uhr“(*), wie die Uhrmacher sagen, diejenige Zahl, die er an die „Uhrangabe“ (d. i. die durch die Uhr angezeigte Zeit) anbringen muß, um die richtige Zeit zu erhalten. Er rechnet daher nach der Formel:

$$\text{Uhrangabe} + \text{Uhrkorrektion} = \text{richtige Zeit}.$$

Das Vorzeichen der Uhrkorrektion ist dabei natürlich als algebraisches Vorzeichen zu werten. Ist die Uhr gegen richtige Zeit zurück, so hat die Uhrkorrektion positives Vorzeichen (+); zeigt die Uhr gegen richtige Zeit vor, so ist die Uhrkorrektion negativ (-). Im ersten Falle ist die der Uhrkorrektion entsprechende Zahl zur Uhrangabe zu addieren, im zweiten Falle ist sie von der Uhrangabe zu subtrahieren, damit die richtige Zeit erhalten wird.

Entsprechend verfährt der Wissenschaftler mit Rücksicht auf seine Formeln bei der Vorzeichenbestimmung des „täglichen Ganges“, d. h. des in 24 Stunden stattfindenden Voreilens bzw. Nachbleibens der Uhr*). Er gibt dem täglichen Gange beim Nachbleiben der Uhr das Vorzeichen „Plus“, beim Voreilen der Uhr das Vorzeichen „Minus“.

Diese ganze Art der Vorzeichenbestimmung beruht also darauf, daß es dem Astronomen darauf ankommt, die richtige Zeit zu ermitteln. Den Uhrmacher bzw. den Regleur interessiert die richtige Zeit zwar ebenfalls bei seiner Normaluhr, die ihm zu Vergleichszwecken für die zu regulierenden Uhren dient; aber bei den Uhren, die reguliert werden sollen, kommt es dem Regleur in erster Linie auf den täglichen Gang der Uhr an, weil von der Größe des Ganges das Maß der Korrektur am Pendel oder an der Unruh bzw. an der Spiralfeder abhängig ist. Mit Rücksicht auf diese praktischen Bedürfnisse hat sich bei den Regleuren der Brauch herausgebildet, den Uhrgang beim Vorgehen der Uhr mit + und beim Nachbleiben der Uhr mit — zu bezeichnen, weil eben „Plus“ einer Zunahme und „Minus“ einer Abnahme entspricht.

Durch diese verschiedenartige Anwendung des Vorzeichens seitens der verschiedenen Uhren-Interessenten entstehen nun leicht Irrtümer, oder es muß in vielen Einzel-

*) Der „Stand einer Uhr“ oder die „Uhrkorrektion“ ist diejenige Zahl, die von der durch eine Uhr angezeigten Zeit abgezogen oder hinzugezählt werden muß, um die richtige Zeit zu erhalten. Der „tägliche Gang“ einer Uhr oder kurz „Uhrgang“ ist der Unterschied zwischen zwei Ständen bzw. Uhrkorrekturen an zwei aufeinanderfolgenden Tagen, also der Betrag des in 24 Stunden stattfindenden Voreilens oder Nachbleibens der Uhr, was von dem Uhrmacher in der Regel wohl als „tägliche Gangabweichung“, gelegentlich aber auch als „Gangdifferenz“ bezeichnet wird. Die „Gangdifferenz“ im wissenschaftlichen Sinne und in Anwendung bei der Präzisionsreglage ist aber die Differenz zwischen zwei Uhrgängen..

fällen erst festgestellt werden, was eigentlich gemeint ist. Alle Versuche, zu einer einheitlichen Schreibweise zu kommen, sind bisher gescheitert, weil jede Partei an der ihren eigenen Notwendigkeiten entsprechenden Schreibweise festhält. Im übrigen läßt sich auch nicht beweisen, daß die eine Schreibweise allgemein richtiger als die andere ist. Vor Jahren schon ist der Vorschlag gemacht worden, dadurch einen Ausweg zu schaffen, daß das Vorzeichen in Verbindung mit Uhrgängen bei Schreibung vor dem Uhrgang nur dem wirklichen mathematischen Sinn entsprechen sollte, also dem bisherigen Brauch der Wissenschaftler, während die entgegengesetzte Bedeutung der Plus- und Minuszeichen im bisherigen Gebrauch der Regleure durch Schreibung der Zeichen hinter dem Uhrgang zum Ausdruck gebracht werden solle, was auch am besten dem Wortsinne entspricht. Eine einheitliche Durchführung dieser Methode ist nicht festzustellen gewesen. Nachdem die Frage durch Beratungen in der Schweiz neu aufgerollt worden ist, wurde von unserem Mitglied Georg F. Bley der Antrag gestellt, für eine Schreibweise im vorstehenden Sinne einzutreten. Die Frage ist den Ausschüssen unserer Gesellschaft vorgelegt worden. Sämtliche beteiligten Ausschüsse haben sich nunmehr für folgende Formulierung entschieden:

„Das Plus- oder Minuszeichen vor der Zahl, die die Uhrkorrektion oder den Uhrgang ausdrückt, ist stets als algebraisches Vorzeichen aufzufassen. Diese Schreibweise entspricht dem Brauch der Wissenschaftler. Die Plus- oder Minuszeichen hinter der Zahl, die den Uhrstand oder den Uhrgang ausdrücken, haben stets die Bedeutung, die ihnen bisher von den Praktikern beigelegt wurde. Ein Pluszeichen hinter der Zahl deutet also ein Vorgehen der Uhr um den entsprechenden Betrag an, ein Minuszeichen ein Nachgehen. Gangscheine sind ausschließlich nach der ersten Methode auszufertigen.“

Wir werden diese Entscheidung der Ausschüsse der nächsten Mitgliederversammlung zur Abstimmung vorlegen.

Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.

Einführung des Begriffs „Halbschwingung“ bei Zeitmessern

Auf der Mitgliederversammlung der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. am 12. Januar 1929 in Berlin wurde vorgeschlagen, den Begriff der Halbschwingung für Gangregler von Uhren offiziell einzuführen und als maßgebend zu betrachten. Dieser Vorschlag bezweckt die Beseitigung des störenden Gegensatzes, in dem sich bezüglich der Bezeichnungsweise die Uhrentechnik gegenüber allen anderen Zweigen der Technik und gegenüber der Wissenschaft bisher befindet, denn in der Uhrmacherei wird bislang derjenige Vorgang, den man sonst überall „Halbschwingung“ nennt, als „Schwingung“ bezeichnet. Die Mitgliederversammlung stimmte dem Vorschlage grundsätzlich einstimmig zu; jedoch wurde die offizielle Einführung des Begriffes der Halbschwingung von der Veröffentlichung des Beschlusses in der Fachpresse und von der Bearbeitung von etwa eingehenden Einsprüchen durch den wissenschaftlichen Ausschuß der Gesellschaft abhängig gemacht. Inzwischen ist nun die Angelegenheit in dem genannten Ausschuß behandelt und von anderer Seite auch bereits in einem Teil der Fachpresse erörtert worden. Der wissenschaftliche Ausschuß hat bisher dem Beschuß der Mitgliederversammlung nichts hinzuzufügen. Dieser Beschuß der Mitgliederversammlung wird deshalb hiermit zur allgemeinen Kenntnis gebracht. Äußerungen zu der Angelegenheit und etwaige Einsprüche mit Begründung werden bis zum 31. März 1930 an den Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses, Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam, Geodätisches Institut, erbeten. Erläuternd möge noch bemerkt werden, daß nicht eine Änderung des bisherigen Begriffes „Sekundenpendel“ usw. beabsichtigt wird, sondern lediglich die Änderung des bisherigen Begriffes „Schwingung“ in „Halbschwingung“. Man würde dann also in Zukunft z. B. sagen, daß ein Sekundenpendel in der Sekunde eine Halbschwingung ausführt.

Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.

Note regarding the catastrophe of the Carnegie at Apia, Western Samoa

The survey Yacht Carnegie and her scientific equipment were completely destroyed in the harbor at Apia, Western Samoa, on the afternoon of November 29, 1929, following the explosion of gasoline while it was being stored on the vessel. Captain James Percy Ault, in command, and one cabin boy were killed, the engineer and mechanic were seriously injured, and three of the sailors hurt. The scientific members of the staff with the exception of W. C. Parkinson, second in command, are expected with Captain Ault's body at San Francisco about December 19. Mr. Parkinson is remaining at Apia temporarily from which place he will proceed later to take charge of the Watheroo Magnetic Observatory in Western Australia.

The Carnegie was the property of the Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington and had completed about 45.000 nautical miles of her seventh cruise at the time of the accident. Since launching in 1909 she had traversed in all oceans from 80° north to 61° south, a total of nearly 300.000 nautical miles. The data gathered form valuable contributions to the science of geophysics including terrestrial magnetism and electricity, oceanography, and meteorology.

Ino A. Fleming, Assistant-Director.

Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft 1930

Die diesjährige Tagung findet Mitte September in Potsdam statt, und zwar ist als Beginn der 13. September vorläufig in Aussicht genommen. Die Vorbereitung liegt in den Händen eines Potsdamer Ortsausschusses unter dem Vorsitz von Herrn Prof. Dr. Nippoldt, stellvertretenden Vorsitzenden der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Gelegentlich der Tagung werden Besichtigungen der Potsdamer Observatorien auf dem Telegrafenberge, der Sternwarte in Babelsberg, des neuen magnetischen Observatoriums in Niemegk und der Radioempfangsstation in Geltow stattfinden. Es wird gebeten, Ankündigungen von Vorträgen möglichst rechtzeitig an den Unterzeichneten nach Frankfurt a. M., Feldbergstr. 47, gelangen zu lassen.

Der Vorsitzende

F. Linke

Die Carnegie-Institution in Washington meldet die folgende Änderung in ihrer Organisation:

Dr. Louis A. Bauer, Director of the Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington since the establishment of the Department on April 1, 1904, retired from this position on January 1, 1930, with the title of Director Emeritus. Provision is also made whereby if his health permit he may carry on studies during the coming year as a Research Associate of the Institution.

Mr. John A. Fleming, associated with Dr. Bauer as chief assistant in the Department of Terrestrial Magnetism since 1904, as Assistant Director for observational and administrative work during 1922 and 1923, and as Assistant Director in charge of operations since 1924, continues in charge of the work of the Department with the title of Acting Director.

Es wird uns mitgeteilt, daß Herr. Prof. Uller, Gießen, im Sommersemester folgende Vorlesung abhält:

Einführung in die Theorie der freien und geführten Wellen, für Hörer, welche die Elemente der Vektoranalysis beherrschen; Montag, Mittwoch, Donnerstag 15 bis 16 Uhr.

Über die Ursache der erdmagnetischen Störung im Gebiet der Freien Stadt Danzig

Von H. Haalek — (Mit 3 Abbildungen)

Die ausgeprägte lokale Anomalie, welche sich in dem Gebiet der Freistadt Danzig mit einer von Südosten nach Nordwesten verlaufenden Streichungsrichtung erstreckt, ist von Fr. Errulat* eingehend magnetisch aufgenommen worden. Gemessen wurde die Verteilung der Horizontal- und Vertikalintensität und der Deklination mit einem hinreichend dichten Stationsabstand, so daß die Störung vollständig in Größe und Richtung bekannt ist. Auf die Frage der Deutung ihrer geologischen Ursachen geht Errulat noch nicht ein; sie werde daher im folgenden kurz erörtert.

Es werde folgendes senkrecht zum Streichen der Störung verlaufende Profil betrachtet: Von Punkt *A* ($\varphi = 54^\circ 0'$, $\lambda = 36^\circ 0' E$) bis Punkt *B* ($\varphi = 54^\circ 30'$, $\lambda = 36^\circ 30' E$). Fig. 1 stellt dann den Verlauf der in diesem Profil liegenden horizontalen und vertikalen Störungskomponenten dar. Als ungefähre normale Änderung des Erdfeldes ist in Abzug gebracht worden:

Abnahme in $H = 3.4 \gamma$ pro Kilometer in Richtung der normalen magnetischen Nordrichtung,

Zunahme in $Z = 4.25 \gamma$ pro Kilometer in Richtung der normalen magnetischen Nordrichtung.

Als Nullwerte sind gesetzt:

$$\begin{aligned} Z_0 &= 43910 \gamma & \text{d. i. } F_0 &= 47400 \gamma \\ H_0 &= 17805 \gamma & i_0 &= 67^\circ \end{aligned}$$

(Die geringe Änderung, welche der Verlauf der Kurve der Störungskomponenten erfährt, wenn man etwas andere Normalwerte zugrunde legt, ändert das Diskussionsergebnis nicht.)

Die Ursache der regionalen magnetischen Störung ist unbekannt. Eine kurze theoretische Betrachtung des Verlaufs der Störungskomponenten längs des Profils *AB* gibt für die geologische Deutung der Ursache einige Anhaltspunkte und zeigt gleichzeitig, welche Rolle in solchen Fällen die Frage der Mehrdeutigkeit spielt.

Schon die erste Betrachtung der Störungskurven (Fig. 1) läßt, wenn man den Maßstab der Karte berücksichtigt, erkennen, daß keine oberflächennahen Massen als Ursache der magnetischen Störungen in Frage kommen können; diese kann nur in größeren Tiefen gesucht werden. Geologisch ist dann das wahr-

*) Fr. Errulat: Erdmagnetische Messungen im Gebiete der Freien Stadt Danzig. Mitt. d. Geophysik. Warte der Universität Königsberg 1929.

scheinlichste, daß das kristalline Grundgebirge die Ursache bildet, und es läßt sich einfach zeigen, daß eine andere Deutung keine Wahrscheinlichkeit für sich haben kann.

Die Magnetisierbarkeit der kristallinen Gesteine variiert je nach der Art des Gesteins innerhalb sehr weiter Grenzen, während diejenige der sedimentären Gesteine, jedenfalls wenn es sich um Sedimente handelt, welche in ganz großen Massen vorkommen, nicht so sehr untereinander differiert (etwa von der Größenordnung 0 bis 0.0001). Die kristallinen Gesteine, welche in großen Mächtigkeiten vorkommen, zeigen als Ganzes im Mittel genommen Magnetisierbarkeiten etwa zwischen 0.001 bis 0.01; einzelne Teile und Probestücke können noch weit aus diesen Grenzen herausfallen. Darüber hinaus zeigen basische Eruptiva stärkere Magnetisierbarkeiten bis zu reinem Magnetitvorkommen hinauf mit Magnetisierbarkeiten von 0.5 bis über 1.

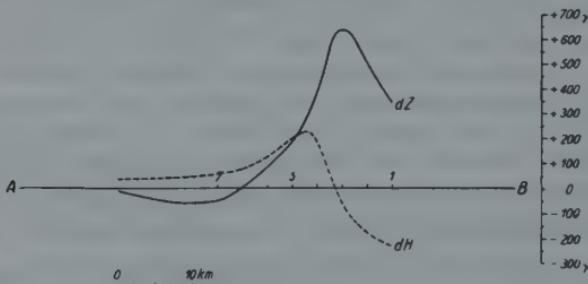


Fig. 1

Liegt die Ursache der Danziger Anomalie im kristallinen Untergrund, so sind zwei Grenzmöglichkeiten vorhanden:

- das gleichmäßig magnetisierbare Grundgebirge ragt in dem Störungsgebiet bis zu geringer Tiefe unter der Erdoberfläche empor;
- bei gleichmäßiger horizontaler Lagerung des kristallinen Untergrundes bilden Materialverschiedenheiten innerhalb desselben die Ursache der magnetischen Störung.

Beide Umstände können zusammen wirken.

Folgende beiden extremen Fälle werden jetzt theoretisch betrachtet:

Fall a: Der kristalline Untergrund besitze eine gleichmäßige Magnetisierbarkeit $\alpha = 0.0038$. Diejenige des Deckgebirges kann demgegenüber gleich Null gesetzt werden. Welche Form des Grundgebirges würde am besten die auf der Erdoberfläche beobachtete magnetische Störung verursachen können?

Die Berechnung wird in einfacher Weise mit Hilfe der für solche Zwecke entwickelten Diagramme*) durchgeführt, und zwar geht man dabei nach einem

*) Vgl. H. Haalck: Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik. Berlin 1929.

Annäherungsverfahren vor. Man nimmt zunächst eine den Störungen ungefähr entsprechende Form der Störungsmasse an, führt die Rechnung durch und ändert die angenommene Form so lange, bis der auf Grund der angenommenen Form mit Hilfe der Diagramme berechnete Verlauf der Störungskomponenten dem beobachteten Verlauf möglichst gut entspricht. Fig. 2 zeigt, welche magnetischen Störungen die dargestellte Form des kristallinen Untergrundes auf der Erdoberfläche hervorrufen würde. Die geringste Tiefe würde etwa 600 m betragen, das Einfallen ist nach Südwesten bedeutend steiler als nach Nordosten. Als Tiefe

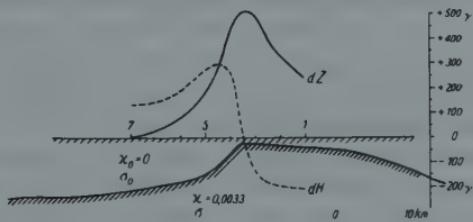


Fig. 2

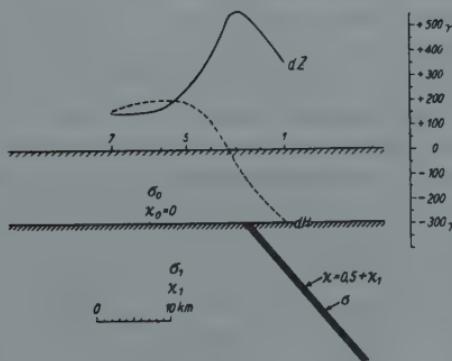


Fig. 3

aus welcher das Grundgebirge emporsteigt, ist etwa 8000 m angenommen; doch ändert sich die Kurve der störenden Kräfte mit etwas anderen Annahmen für diese Größe nicht wesentlich.

Fall b: Das kristalline Grundgebirge sei in einer Tiefe von 10000 m gleichmäßig horizontal gelagert und besitze eine gleichmäßige Magnetisierbarkeit χ_1 . In dem Grundgestein sei ein Magnetitlager eingebettet von der Magnetisierbarkeit $\chi = \chi_1 + 0.5$. Fig. 3 zeigt den Verlauf der magnetischen Störung, welche durch ein solches Magneteisenlager von 600 m Mächtigkeit, das nach Nordosten unter einem Winkel von etwa 50° einfällt und bis 28 km Tiefe hinabragt, verursacht werden würde. Der letztere Wert hat auf den Verlauf der Störungskomponenten keinen erheblichen Einfluß.

Betrachten wir das Ergebnis der theoretischen Berechnung für diese beiden angenommenen Grenzfälle, so ist zunächst zu sagen, daß beide Annahmen über die Verteilung der Magnetisierbarkeit im Untergrund geeignet sind, die auf der Erdoberfläche gemessene erdmagnetische Störung — wenn auch nicht vollständig in allen Einzelheiten, so doch hinreichend — zu erklären. Damit tritt auch die Vieldeutigkeit in der Deutung der Ursache klar vor Augen. Alle entsprechenden möglichen Lagerungsformen zwischen diesen beiden Grenzfällen können die Ursache bilden. Eine geringere Magnetisierbarkeit als im Grenzfall a wird — obwohl Eruptivgesteine noch geringere Magnetisierbarkeiten besitzen können (z. B. Granit im Mittel etwa 0.001) — kaum anzunehmen sein, da das Grundgebirge dann schon in geringen Tiefen anzutreffen sein müßte und die Kurve der störenden Kräfte wohl kaum einen so regelmäßigen Verlauf zeigen würde. Der Grenzfall b ist andererseits gänzlich unwahrscheinlich. Es ist vielmehr als das Wahrscheinlichste anzunehmen, daß die wirkliche geologische Ursache der magnetischen Störung näher dem ersten als dem zweiten Grenzfall liegt und daß sowohl ein höheres Heraufkommen des Grundgebirges als auch das Vorhandensein stärker magnetisierbarer Eruptiva zusammen wirkt.

Den theoretischen Berechnungen liegt die wohl begründete Annahme zugrunde, daß die Magnetisierung der Untergrundformationen durch die Induktionswirkung des Erdfeldes hervorgerufen wird*). Die Neigung der Magnetisierungsrichtung müßte demnach in dem Störungsgebiet etwa 67° betragen. Bei der Rechnung zeigt sich jedoch, und zwar übereinstimmend in beiden behandelten Grenzfällen, daß die Kurven der horizontalen und der vertikalen Störungskomponenten nur dann ein übereinstimmendes Resultat ergeben, wenn man für die Neigung der Magnetisierungsrichtung einen Wert von etwa 50 bis 55° annimmt. Diese Tatsache ist nicht überraschend, sondern entspricht der Theorie, da in einer einfallenden Schicht, welche gegen die Richtung der magnetisierenden Kraft etwas geneigt ist, ein Feld induziert wird, dessen Richtung mehr mit dem Einfallen der Schicht als mit der Richtung des magnetisierenden Feldes übereinstimmt [vgl. Beispiel von Kiurunavaara**)]. Eine Neigung der magnetischen Störungsmassen nach Nordosten müssen wir in dem Falle der Danziger Störung nach dem Verlauf der Störungskomponenten unbedingt annehmen***).

*) Vgl. H. Haalck: Zur Frage der Erklärung der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. Gerlands Beitr. z. Geophys. 22, Heft 3/4, 1929.

**) H. Haalck: a. a. O.

***) Die Feststellung der tatsächlichen Magnetisierungsrichtung des Störungskörpers ist, wie dieses Beispiel zeigt, nur dann mit genügender Sicherheit möglich, wenn nicht nur der Verlauf der vertikalen, sondern auch derjenige der horizontalen Störungskomponente bekannt ist. Ich möchte daher, wie bereits schon früher, darauf hinweisen, daß es für eine strenge Diskussion der Ursache eines magnetischen Störungsbildes erforderlich ist, das Störungsfeld vollständig in allen drei Komponenten auszumessen.

Um die Struktur des Untergrundes durch andere das magnetische Verfahren ergänzende geophysikalische Aufschlußmethoden eingehender zu erforschen, d. h. also, um die erörterte Vieldeutigkeit weiter einzugehen, kommen einmal das seismische Laufzeitkurvenverfahren, zweitens gravimetrische Verfahren, also Pendel- und Drehwaagmessungen in Frage. Betrachten wir zunächst die Möglichkeit einer nutzbringenden Anwendung der Drehwaage:

An den angegebenen Punkten 1 bis 7 ergibt die Berechnung der Gradienten und Krümmungsgrößen mit Hilfe der Diagramme folgende Werte (abgerundet) für die beiden theoretisch betrachteten Grenzfälle:

Fall a			Fall b				
Punkt	$\frac{\partial^2 W}{\partial z \partial z}$	$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}$	Punkt	$\frac{\partial^2 W}{\partial z \partial z}$	$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}$		
1	+	20	— 160	1	0	— 1.3	
2	+	20	— 140	2	+ 0.6	— 1.3	
3	+	70	— 200	3	+ 0.9	— 1.3	
4	+	200	— 70	4	+ 1.0	— 0.6	
5	+	180	+	20	5	+ 0.9	— 0.2
6	+	80	+	30	6	+ 0.7	0
7	+	40	+	40	7	+ 0.5	+ 0.1

in Einheiten ($\sigma - \sigma_0$) 10^{-3} CGS.

Der Größenordnung nach kann ungefähr sein:

$$\begin{aligned} \text{Fall a} \quad & \sigma - \sigma_0 = 0.2 \text{ bis } 1.0 \\ \text{Fall b} \quad & = 0.6 \text{ bis } 2.0 \end{aligned}$$

daraus würde also folgen, daß in dem Falle, wenn die geologische Ursache (wie auch vermutet) näher dem Grenzfall a liegt, Drehwaagmessungen sehr wohl geeignet sind, die Struktur des Untergrundes in dem betreffenden Störungsgebiet erheblich besser zu erforschen. Zu beachten ist freilich, daß sich in den das kristalline Grundgebirge überdeckenden Schichten solche Massenunregelmäßigkeiten befinden können, welche auf die Drehwaage in stärkerem Maße wirken und die Wirkung des Grundgebirges mehr oder weniger verschleieren können.

Relative Messungen der Intensität der Schwere mit Hilfe von Pendeln scheinen insofern günstiger, als der Einfluß kleiner oberflächennaher Massenunregelmäßigkeiten sich nicht so störend bemerkbar macht als bei Drehwaagmessungen, so daß also die Wirkung des Grundgebirges reiner zum Ausdruck kommt. Während im Grenzfall a die Wirkung des kristallinen Grundgebirges auf die Intensität der Schwere von der Größenordnung rund $180 (\sigma - \sigma_0) \cdot 10^{-3}$ CGS ist, bleibt sie im zweiten Grenzfall unter der Empfindlichkeit der Pendelmessungen, welche etwa ± 1 Milligal beträgt. Zu beachten ist auch hierbei, daß noch tiefer liegende Massenungleichheiten des Untergrundes in die Messungen eingehen können. Somit sind also auch Pendelmessungen dazu geeignet, die Deutungsmöglichkeiten der magnetischen Störungen von Danzig erheblich weiter einzugehen.

schränken. Doch wären in diesem Falle die Drehwaagmessungen vorzuziehen, da deren Ergebnisse genauere Aussagen über die Struktur des Untergrundes erlauben. Jedenfalls ist das Vorhandensein einer ungefähr mit der positiven Störung der magnetischen Vertikalintensität zusammenfallenden positiven meßbaren Schwerestörung im Gebiet von Danzig als sehr wahrscheinlich zu bezeichnen.

Die sichersten Angaben über die Tiefenlage des kristallinen Grundgebirges würde die Anwendung des seismischen Laufzeitkurvenverfahrens ergeben. Doch kann diese sich auch nur in dem Falle lohnen, wenn die Tiefe nicht zu groß (bis etwa 1000 bis 1500 m Tiefe) ist. Bei größeren Tiefen werden die Kosten für eine erfolgreiche Anwendung der experimentellen Seismik wegen der dabei nötigen großen Sprengmassen zu groß.

Zusammengefaßt läßt sich sagen, daß, um die Vieldeutigkeit in der Erklärung der Ursache der Danziger magnetischen Störung in engere Grenzen einzuschränken, Drehwaagmessungen die meisten Aussichten auf Erfolg bieten.

Die kontinentalen Verschiebungen von Amerika und Madagaskar

Von R. Liviländer

Die vorhandenen sechs Messungen der Längendifferenz Europa—Amerika von 1866 bis 1926 und ebenso die Signalaufnahmen der europäischen und amerikanischen Sternwarten während acht Jahre zeigen keine „Amerikaverschiebung“. Auch auf Madagaskar ist die Verschiebung nicht nachweisbar.

Wie bekannt, lassen sich die kontinentalen Verschiebungen nach der Wegener-schen Theorie durch direkte astronomische Beobachtungen kontrollieren. Betrachtet man die entsprechenden Tabellen (A. Wegener, Die Entstehung der Kontinente und Ozeane 1920, 1922 und 1929) und Karten, so merkt man, daß die größten Verschiebungen nach der Theorie im hohen Norden und auf der Insel Madagaskar zu erwarten wären. Leider sind bis jetzt in den genannten Gegenden nur wenige genügend genaue wiederholte astronomische Positionsbestimmungen — hauptsächlich kommt es auf die Längenbestimmungen an — gemacht worden. Die Verschiebung ist aber so groß, daß sie mittels der jetzigen funkentelegraphischen Zeitsignale schon in einigen Jahren mit Sicherheit zu beweisen wäre, und es ist zu hoffen, daß diese Frage auf diesem Wege in nächster Zukunft gelöst wird. A. Wegener gibt schon für Grönland sehr interessante Längenbestimmungen in den Jahren 1922 (Jensen) und 1927 (Sabel-Jörgensen). Zwischen beiden Werten ist ein Unterschied von $0.9 \pm 0.1^\circ$ im Sinne der Verschiebungstheorie. Die gegebenen Zahlen machen eine Verschiebung wahrscheinlich. Der Wert von 1927 ist sehr genau (mit einem mittleren Fehler von $\pm 0.008^\circ$), und eine einzige Wiederholung solcher Messungen nach einigen Jahren würde die Verschiebung endgültig und auch quantitativ entscheiden. Es wird deshalb von Interesse sein zu fragen,

ob die Verschiebung auch für andere Gegenden der kontinentalen Verschiebung durch die bis jetzt vorhandenen astronomischen Messungen bestätigt wird.

In der jetzigen Zeit hat man eine große Anzahl sehr genauer Beobachtungsangaben nur für die Längendifferenz Europa—Nordamerika. Nach diesem Material versuche ich hier einiges über die „Amerikaverschiebung“ abzuleiten. Nach der Theorie sollte diese Verschiebung ungefähr 1 m im Jahre betragen (A. Wegener, 1920: 2.4 m, 1922, 1929: 1.2 bis 0.6 m) im Sinne der Vergrößerung der westlichen Länge von Amerika.

Die Beobachtungsangaben für andere Gegenden der kontinentalen Verschiebung sind recht spärlich, sollen aber, soviel mir zur Verfügung steht, auch hier erwähnt werden.

Als Material für die Ableitung einer eventuellen Längenveränderung Amerikas dienten mir: 1. Die telegraphischen Längenbestimmungen zwischen Europa und Nordamerika in den Jahren 1866, 1870, 1872, 1892 (U. S. Coast and Geodetic Survey, Report 1897) und die drahtlosen Längenbestimmungen in den Jahren 1913/14 und 1926 (Astronomical Journal Nr. 908). 2. Die regelmäßigen Aufnahmen der europäischen und amerikanischen funkentelegraphischen Zeitsignale in Ottawa, Washington, Potsdam, Paris und Greenwich. Dabei bin ich Herrn Professor H. Mahnkopf in Potsdam zu großem Dank verpflichtet für sein liebenswürdiges Entgegenkommen bei der Benutzung der handschriftlichen Potsdamer Signalkorrekturen, ebenso für sein Interesse und für seine Ratschläge bei dieser Arbeit. Die Signalkorrekturen der Pariser, Greenwicher und Ottawaer Sternwarte wurden aus den gedruckten Angaben genommen (Bulletin Horaire; Greenwich Observations 1922 bis 1927; Admiralty Notices to Mariners 1928; Journal of the R. Astronomical Society of Canada 1923—1925). Die Korrekturen der Naval Observatory, Washington, wurden mir freundlichst aus Washington zugesandt. Bei der Berechnung der Differenz „Potsdam—Washington“ 1921 bis 1928 und „Potsdam—Ottawa“ 1921 bis 1923 benutzte ich teils die noch vorhandenen handschriftlichen Berechnungen von Prof. B. Wanach.

I. Die telegraphischen Längenbestimmungen geben umstehende Werte für die Länge von Cambridge Mass., Observatory, Dome. (Es wurden für transatlantische Längen nur die direkten Messungen benutzt, nicht die aus verschiedenen Zeiten ausgeglichenen, wie es für unsere Aufgabe nötig ist.)

Die wahrscheinlichen Fehler sind ganz formell aus Beobachtungsangaben abgeleitet; man muß nur erwähnen, daß im Jahre 1866 bei einer Strecke der sogenannte persönliche Fehler der Beobachter gar nicht streng eliminiert ist und deshalb die gegebene Länge stark beeinträchtigen kann. Diese Beobachtungen wurden aber doch mit entsprechendem Gewicht benutzt.

Die Ausgleichung der gegebenen sechs Längenbestimmungen nach der Methode der kleinsten Quadrate mit Berücksichtigung der aus den wahrscheinlichen Fehlern folgenden Gewichte gibt für die jährliche Verschiebung Amerikas (+ = Vergrößerung der Länge)

$$v = -0.0004 \pm 0.0008^{\circ} \text{ (mittlerer Fehler).}$$

Da einer Zeitsekunde bei den vorigen Längenbestimmungen rund 350 m entsprechen, so haben wir formell eine Verkleinerung des Abstandes Amerika—Europa, 14 cm jährlich, praktisch aber, in Betracht des mittleren Fehlers, — Null.

1866. Cambridge—Calais 1895:	15m	23.187 ^s	$\pm 0.007^s$ (wahrsch. Fehler)
Calais—Hearts Content 1866:	55	38.00	± 0.06
Hearts C.—Foilhommerum 1866:	2h 51	56.364	± 0.029
Foilhommerum—Greenwich 1866:	41	33.34	± 0.06
Cambridge—Greenwich 1866:			4h 44m 30.891 ^s $\pm 0.090^s$
1870. Cambridge—Duxbury 1870:	1m	50.191 ^s	$\pm 0.022^s$
Duxbury—Brest 1870:	4h 24	43.276	± 0.047
Brest—Greenwich 1872:	17	57.598	± 0.022
Cambridge—Greenwich 1870:			4h 44m 31.065 ^s $\pm 0.056^s$
1872. Cambridge—St. Pierre Isl. 1872:	59m	48.608 ^s	$\pm 0.021^s$
St. Pierre Isl.—Brest 1872:	3h 26	44.810	± 0.027
Brest—Greenwich 1872:	17	57.598	± 0.022
Cambridge—Greenwich 1872:			4h 44m 31.016 ^s $\pm 0.040^s$
1892. Montreal—Greenwich 1892:	4h 54m	18.67 ^s	$\pm 0.03^s$ (geschätzt)
Montreal—Cambridge 1883, 1896:	— 9	47.562 ^s	$\pm 0.016^s$
Cambridge—Greenwich 1892:			4h 44m 31.108 ^s $\pm 0.037^s$
1913/14. Washington—Paris 1913/14:	5h 17m	36.652 ^s	$\pm 0.003^s$
Cambridge—Washington 1896:	— 23	44.738	± 0.016
Paris—Greenwich 1926:	— 9	20.914	± 0.001
Cambridge—Greenwich 1913/14:			4h 44m 31.000 ^s $\pm 0.016^s$
1926. Washington—Greenwich 1926:	5h 8m	15.751 ^s	$\pm 0.001^s$
Cambridge—Washington 1896:	— 23	44.738	± 0.016
Cambridge—Greenwich 1926:			4h 44m 31.013 ^s $\pm 0.016^s$

II. Die Aufnahmen der funkentelegraphischen Zeitsignale wurden wegen Polschwankung nach den Polkoordinaten von H. Kimura verbessert*). Die Potsdamer Aufnahmen von Annapolis (NSS) in den Jahren 1921, 1922 wurden durch eine Korrektion von -0.029^s auf die Hänische Methode reduziert, die bis jetzt verwendet wird; außerdem wurde den Aufnahmen von B. Wanach $+0.002^s$, denen von Mahnkopf, Rössler und Rost eine Korrektion von $+0.006^s$ angebracht, um ein einheitliches System zu erhalten. Nötigenfalls wurden die Potsdamer Zeitbestimmungen auf das Eichelbergersche System der Rektaszensionen reduziert, um sie mit den amerikanischen Zeitbestimmungen vergleichbar zu machen. Die Greenwicher Signalaufnahmen von Annapolis (NSS) in den Jahren 1923 bis 1925 sind nur durch eine konstante Korrektion von -0.050^s

*) Es wurde die Formel

$$\Delta l = s [\operatorname{tg} \varphi_{Am} \cdot \sin(\alpha_0 - \lambda_{Am}) - \operatorname{tg} \varphi_{Eur} \cdot \sin(\alpha_0 - \lambda_{Eur})]$$

benutzt, welche nach A. v. Flotow, Einleitung in die Astronomie, S. 276, zusammengestellt ist; $s = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\operatorname{tg} \alpha_0 = y/x$, wo x und y die Polkoordinaten von H. Kimura sind. Es wurde für Amerika $\lambda = +77^\circ$, $\varphi = 39^\circ$ und für Europa $\lambda = -7^\circ$, $\varphi = 51^\circ$ benutzt.

wegen Verschiedenheit der Rektaszensionssysteme verbessert, so wie man sie aus Greenwich Observations entnimmt.

Die Monatsmittel der Signalaufnahmen ergeben (NSS = Zeitsignale von Annapolis, LY = Zeitsignale von Bordeaux, + = zu spät):

Potsdam—Washington aus NSS (P = Verbesserung wegen Polschwankung)

	1921	P	1922	P	1923	P	1924	P
Jan.		+ 0.063 ^s	+ 0.011 ^s	—	—	—	+ 0.001 ^s	+ 0.007 ^s
Febr.		+ 0.094	+ 0.008	—	—	—	+ 0.017	+ 0.011
März		+ 0.110	+ 0.005	+ 0.108 ^s	+ 0.014 ^s	+ 0.011	+ 0.011	+ 0.010
April		—	—	+ 0.100	+ 0.005	+ 0.010	+ 0.010	+ 0.006
Mai	+ 0.058 ^s	- 0.010 ^s	+ 0.049	- 0.011	+ 0.098	- 0.004	+ 0.030	+ 0.001
Juni	+ 0.002	- 0.007	+ 0.094	- 0.011	+ 0.115	- 0.009	+ 0.062	- 0.002
Juli	+ 0.070	- 0.005	+ 0.000	- 0.012	+ 0.106	- 0.015	- 0.024	- 0.008
Aug.	- 0.008	- 0.004	+ 0.060	- 0.013	+ 0.112	- 0.019	- 0.052	- 0.011
Sept.	- 0.016	+ 0.003	+ 0.014	- 0.003	+ 0.121	- 0.018	—	—
Okt.	+ 0.035	+ 0.009	+ 0.042	+ 0.007	+ 0.123	- 0.012	—	—
Nov.	+ 0.083	+ 0.011	+ 0.008	+ 0.012	+ 0.128	- 0.004	+ 0.073	- 0.003
Dez.	+ 0.075	+ 0.012	+ 0.001	+ 0.015	+ 0.078	+ 0.001	+ 0.078	+ 0.001
Mittel:	+ 0.037	+ 0.001	+ 0.049	0.000	+ 0.108	- 0.006	+ 0.021	+ 0.001
		+ 0.038		+ 0.049		+ 0.102		+ 0.022
	1925	P	1926	P	1927	P	1928	P
Jan.	+ 0.015 ^s	+ 0.007 ^s	- 0.006 ^s	+ 0.010 ^s	+ 0.086 ^s	0.000 ^s	+ 0.031 ^s	+ 0.006 ^s
Febr.	+ 0.052	+ 0.010	- 0.029	+ 0.013	+ 0.075	+ 0.001	+ 0.088	+ 0.006
März	+ 0.048	+ 0.010	+ 0.011	+ 0.012	+ 0.031	+ 0.003	+ 0.083	+ 0.004
April	+ 0.048	+ 0.005	+ 0.024	+ 0.006	+ 0.089	+ 0.002	+ 0.018	+ 0.001
Mai	+ 0.074	+ 0.002	+ 0.084	+ 0.001	+ 0.056	- 0.002	+ 0.060	- 0.001
Juni	+ 0.073	0.000	+ 0.080	- 0.001	+ 0.101	- 0.003	+ 0.028	- 0.001
Juli	+ 0.083	- 0.001	+ 0.046	- 0.005	+ 0.084	- 0.004	+ 0.042	- 0.001
Aug.	+ 0.094	- 0.002	+ 0.028	- 0.007	+ 0.100	- 0.004	+ 0.038	- 0.001
Sept.	+ 0.087	- 0.002	+ 0.035	- 0.007	+ 0.071	- 0.001	+ 0.046	+ 0.001
Okt.	—	—	+ 0.026	- 0.006	+ 0.082	+ 0.002	+ 0.044	+ 0.005
Nov.	—	—	+ 0.032	- 0.003	+ 0.078	+ 0.005	+ 0.076	+ 0.005
Dez.	+ 0.012	+ 0.006	+ 0.040	- 0.001	+ 0.055	+ 0.006	+ 0.011	+ 0.004
Mittel:	+ 0.059	+ 0.003	+ 0.031	+ 0.001	+ 0.072	+ 0.000	+ 0.047	+ 0.002
		+ 0.062		+ 0.032		+ 0.072		+ 0.049

Paris—Washington aus NSS (P = Verbesserung wegen Polschwankung)

	1924	P	1925	P	1926	P	1927	P	1928	P
Jan.	- 0.019 ^s	+ 0.007 ^s	- 0.021 ^s	+ 0.007 ^s	+ 0.002 ^s	+ 0.010 ^s	- 0.004 ^s	0.000 ^s	- 0.034 ^s	+ 0.006 ^s
Febr.	- 0.013	+ 0.011	+ 0.039	+ 0.010	+ 0.040	+ 0.013	+ 0.012	+ 0.001	- 0.042	+ 0.006
März	- 0.024	+ 0.010	+ 0.069	+ 0.010	+ 0.028	+ 0.012	+ 0.014	+ 0.003	- 0.037	+ 0.004
April	- 0.010	+ 0.006	+ 0.038	+ 0.005	+ 0.012	+ 0.006	+ 0.009	+ 0.002	- 0.063	+ 0.001
Mai	+ 0.001	+ 0.001	+ 0.048	+ 0.002	+ 0.063	+ 0.001	- 0.002	- 0.002	- 0.062	- 0.001
Juni	+ 0.009	- 0.002	+ 0.041	0.000	+ 0.045	- 0.001	+ 0.002	- 0.003	- 0.068	- 0.001
Juli	+ 0.034	- 0.008	+ 0.070	- 0.001	- 0.011	- 0.005	+ 0.000	- 0.004	- 0.024	- 0.001
August	+ 0.032	- 0.011	+ 0.047	- 0.002	+ 0.006	- 0.007	+ 0.038	- 0.004		
Sept.	+ 0.006	- 0.012	+ 0.046	- 0.002	- 0.008	- 0.007	- 0.021	- 0.001		
Okt.	+ 0.058	- 0.009	—	—	- 0.035	- 0.006	- 0.053	+ 0.002		
Nov.	+ 0.032	- 0.003	+ 0.035	+ 0.003	- 0.044	- 0.003	- 0.036	+ 0.005		
Dez.	- 0.003	+ 0.001	+ 0.032	+ 0.006	- 0.046	- 0.001	- 0.055	+ 0.006		
	+ 0.010	- 0.001	+ 0.040	+ 0.003	+ 0.004	+ 0.001	- 0.014	+ 0.000	- 0.047	+ 0.002
	+ 0.009		+ 0.043		+ 0.005		- 0.014		- 0.045	

Potsdam—Ottawa aus NSS (P = Verbesserung wegen Polschwankung)

	1921	P	1922	P	1923	P	1924	P
Jan.	—	—	+ 0.004 ^a	+ 0.011 ^a	—	—	+ 0.010 ^a	+ 0.007 ^a
Febr.	—	—	+ 0.047	+ 0.008	—	—	+ 0.027	+ 0.011
März	—	—	+ 0.047	+ 0.005	+ 0.104 ^a	+ 0.014 ^a	+ 0.016	+ 0.010
April	—	—	+ 0.067	- 0.003	+ 0.102	+ 0.005	+ 0.041	+ 0.006
Mai	+ 0.089 ^a	- 0.010 ^a	+ 0.139	- 0.011	+ 0.087	- 0.004	+ 0.035	+ 0.001
Juni	+ 0.081	- 0.007	+ 0.128	- 0.011	+ 0.136	- 0.009	+ 0.057	- 0.002
Juli	—	—	+ 0.085	- 0.012	+ 0.118	- 0.015	- 0.041	- 0.008
Aug.	- 0.051	- 0.004	+ 0.133	- 0.013	+ 0.152	- 0.019	- 0.052	- 0.011
Sept.	- 0.038	+ 0.003	+ 0.073	- 0.003	+ 0.130	- 0.018	—	—
Okt.	+ 0.020	+ 0.009	+ 0.072	+ 0.007	+ 0.130	- 0.012	—	—
Nov.	+ 0.115	+ 0.011	+ 0.087	+ 0.012	+ 0.145	- 0.004	+ 0.105	- 0.003
Dez.	+ 0.040	+ 0.012	+ 0.031	+ 0.015	+ 0.042	+ 0.001	+ 0.066	+ 0.001
	+ 0.060	+ 0.002	+ 0.076	0.000	+ 0.113	- 0.006	+ 0.026	+ 0.001
	+ 0.062		+ 0.076		+ 0.107		+ 0.027	

Potsdam—Ottawa aus LY (P = Verbesserung wegen Polschwankung)

	1922	P	1923	P	1924	P
Jan.	—	—	—	—	- 0.060 ^a	+ 0.007 ^a
Febr.	—	—	—	—	- 0.053	+ 0.011
März	- 0.046 ^a	+ 0.005 ^a	+ 0.032 ^a	+ 0.014 ^a	- 0.057	+ 0.010
April	- 0.016	- 0.003	+ 0.057	+ 0.005	- 0.045	+ 0.006
Mai	+ 0.011	- 0.011	+ 0.030	- 0.004	- 0.050	+ 0.001
Juni	- 0.012	- 0.011	+ 0.063	- 0.009	- 0.025	- 0.002
Juli	- 0.003	- 0.012	+ 0.057	- 0.015	- 0.033	- 0.008
Aug.	- 0.021	- 0.013	+ 0.077	- 0.019	- 0.031	- 0.011
Sept.	- 0.064	- 0.003	+ 0.068	- 0.018	- 0.014	- 0.012
Okt.	- 0.074	+ 0.007	+ 0.041	- 0.012	- 0.004	- 0.009
Nov.	- 0.059	+ 0.012	+ 0.049	- 0.004	+ 0.025	- 0.003
Dez.	- 0.033	+ 0.015	- 0.009	+ 0.001	- 0.018	+ 0.001
	- 0.032	- 0.001	+ 0.046	- 0.006	- 0.030	- 0.001
	- 0.033		+ 0.040		- 0.031	

Die Monatsmittel der Greenwicher Aufnahmen von Annapolis findet man in Greenwich Observations 1922 bis 1927. Die Jahresmittel ergeben:

	P	Summe
1922	+ 0.021 ^a	+ 0.004 ^a
1923	+ 0.001	- 0.002
1924	+ 0.067	- 0.001
1925	+ 0.063	+ 0.003
1926	+ 0.078	+ 0.001
1927	+ 0.010	+ 0.000

Die Monatsmittel für die zweite Hälfte des Jahres 1928 findet man nach den Angaben von Admiralty Notices to Mariners:

	P
Juli	+ 0.026 ^a
Aug.	+ 0.050
Sept.	- 0.009
Okt.	0.000
Nov.	- 0.018
Dez.	- 0.008
	+ 0.007
	+ 0.002
	+ 0.009

Gleicht man die Jahresmittel der einzelnen Signalaufnahmeserien nach der Methode der kleinsten Quadrate aus, so erhält man für die Verschiebung Amerikas (+ = Vergrößerung der Länge):

$$\text{Potsdam-Washington (NSS)} \dots v = + 0.0002 \pm 0.0042^s \text{ (mittl. Fehler)}$$

$$\text{Paris-Washington (NSS)} \dots v = - 0.015 \pm 0.0075$$

$$\text{Potsdam-Ottawa (NSS)} \dots v = - 0.007 \pm 0.017$$

$$\text{Greenwich-Washington (NSS)} \dots v = - 0.0005 \pm 0.0068$$

Ein gewichtetes Mittel aus den Längenbestimmungen und Signalaufnahmen gibt für die jährliche Verschiebung Amerikas

$$v = - 0.0006 \pm 0.0008^s \text{ (mittlerer Fehler)} = - 21 \text{ cm} \pm 28 \text{ cm},$$

also praktisch = Null. Wir müssen daraus schließen, daß die jetzige Verschiebung Amerikas beträchtlich weniger als 1 m jährlich beträgt, und falls sie überhaupt existiert, wohl nur von Zentimetern die Rede sein kann.

III. Für Madagaskar hätten wir nach der Theorie eine jährliche Verschiebung von 9 m zu erwarten, die sowohl in Längen- als auch in Breitenänderung sich äußern müßte. A. Wegener gibt (A. Wegener: Entstehung der Kontinente und Ozeane 1929, S. 31, 32) nach den Beobachtungen in den Jahren 1889 bis 1891, 1922, 1925 eine Bestätigung der Theorie, wobei man eine Verschiebung von 60 bis 70 m jährlich nach Osten bekommt. Betrachtet man aber die gegebenen Längen von Tananarive, so sieht man, daß der erste Wert von 1889 bis 1891 sehr ungenau ist (Mondbeobachtungen!) und einen noch größeren Fehler als die gesamte abgeleitete Verschiebung von $2\frac{1}{2}$ km ruhig zuläßt. Er ist nämlich mit einem wahrscheinlichen Fehler von $\pm 4^s$ behaftet (Union Géodesique Internationale. Travaux, Bd. 6, S. 20), also mit einem mittleren Fehler von $\pm 6^s = 2\frac{1}{2}$ km. Der letzte funkentelegraphische Wert von 1925 ist ziemlich genau, mit einem mittleren Fehler von $\pm 0.10^s$. Die Beobachtungen des Jahres 1922 sind in U. G. I. Travaux, Bd. 6, nicht erwähnt und deshalb deren Fehler mir unbekannt; wahrscheinlich ist aber deren Genauigkeit nicht sehr hoch, da auch A. Wegener 1929 für die Länge nur ganze Sekunden gibt. Man hat also für die Länge von Tananarive:

$$1889-1891 \quad - 3^h 10^m 7 \pm 6^s \text{ (mittlerer Fehler)}$$

$$1922 \quad - 3 \ 10 \ 18$$

$$1925 \quad - 3 \ 10 \ 12.43 \pm 0.10^s$$

Ein mittlerer Fehler des Jahres 1922 im Betrage von $\pm 0.20^s$ oder sogar weniger könnte schon die Differenz der Werte von 1922 und 1925 gut erklären. Betrachtet man aber den Wert von 1922 als genügend genau, so hat man nicht eine östliche, sondern eine westliche Verschiebung, deren Größe aber sehr zweifelhaft wäre. Man muß also erst weitere genügend genaue Messungen abwarten, ehe man aus den Längen von Tananarive eine Bestätigung der Verschiebung ableiten kann.

Dasselbe gilt für die Längen von Nosi-Bé, Hellville (Madagaskar). Aus U. G. I. Travaux, Bd. 6, leitet man für die Länge von Nosi-Bé:

1911	— 3 ^h 13 ^m 8.4 ± 4.5 ^s	(mittl. Fehler; Mondbeobachtungen)
1926	— 3 13 5.93 ± 0.034 ^s	

Hier ist die frühere Länge größer als die genaue spätere, also das Gegenteil von Tananarive.

Die Breitenbestimmungen in Nosi-Bé ergeben (U. G. I. Travaux, Bd. 6, S. 20)

1888	$\varphi = -13^{\circ} 24' 23.4''$
1903	$\varphi = -13 24 23.5$

also praktisch keine Verschiebung. Leider ist der mittlere Fehler der Beobachtungen nicht angegeben, es ist aber gesagt: „La latitude avait fait l'object de plusieurs déterminations très précises et très concordantes“. Die Beobachtungsmethoden waren sehr genau, wie überhaupt früher die Breiten viel leichter und viel genauer zu bestimmen waren als die Längen.

Wir müssen also daraus schließen, daß die Längen auf Madagaskar für die Ableitung einer Verschiebung noch nicht brauchbar sind. Die zwei Breitenbestimmungen (freilich nur zwei) zeigen aber keine Verschiebung.

Für Afrika sind die Messungen zu spärlich vorhanden, um eine Verschiebung nachzuweisen. Groß kann sie jedenfalls nicht sein. Man hat für die Sternwarte Cape of Good Hope (La révision des longitudes mondiales 1926. Paris 1929):

1908	$\lambda = -1^{\text{h}} 13^{\text{m}} 54.76^{\text{s}}$	achtzölliger Meridiankreis
1926	$\lambda = -1 13 54.596^{\text{s}}$	alter Meridiankreis

Für die Sternwarte Alger hat man:

1905	$\lambda = -0^{\text{h}} 12^{\text{m}} 8.38^{\text{s}}$
1926	$\lambda = -0 12 8.527^{\text{s}}$

Die Abweichungen zwischen alten und neuen Messungen sind entgegengesetzt für beide Sternwarten und röhren wahrscheinlich hauptsächlich von der Ungenauigkeit der älteren Messungen her.

Sternwarte Tartu (Dorpat), Februar 1930.

Magnetische Vermessung einiger tertiärer Eruptivgänge und -stöcke im sächsischen Elbsandsteingebirge

Von E. G. Schulze, Dresden*) — (Mit 4 Abbildungen und 3 Karten)

Mit der Schmidtschen Vertikalfeldwaage wurden die magnetischen Felder von 17, zum Teil bisher unbekannten Eruptivgesteinsskörpbern untersucht. Die Störungen können nicht allein aus der Induktionswirkung des jetzigen Erdfeldes erklärt werden, sondern führen zur Annahme eines meist sehr regelmäßig ausgebildeten Gesteinsmagnetismus, dessen Achsenlage der heutigen Induktionsrichtung widerspricht.

Ausnehmend starke Störungen werden als Blitzwirkungen gedeutet.

Das von mir bearbeitete Untersuchungsgebiet liegt im sächsischen Elbsandsteingebirge, wo ich für eine magnetische Vermessung günstige Bedingungen zu finden hoffte.

Zu dieser Vermutung gaben mir mehrfache Gründe Anlaß. Der Untergrund besteht aus einer mehrere hundert Meter mächtigen Sandsteinplatte von fast schwebender Lagerung. Das Liegende dieser Platte bildet der abgesunkene Teil der Lausitzer Granitmasse, deren magnetischer Einfluß der großen Tiefenlage wegen nicht zu befürchten ist. An zahlreichen Stellen ist die Kreidescholle von tertiären Basalten durchbrochen worden, deren stock- oder gangförmige Massen an weit zerstreuten Punkten auftreten, sodaß sie untereinander in keinem oberflächlichen Zusammenhang stehen können. Den günstigsten Verhältnissen in der Tektonik treten noch solche im Gesteinsmagnetismus zur Seite. Der erfahrungsgemäß stark magnetische Basalt ist von magnetisch völlig unwirksamem Sandstein umgeben.

Diese übersichtlichen Verhältnisse veranlaßten mich, durch eine magnetische Vermessung die Kartenaufnahme des Sächsischen Geologischen Landesamtes an einzelnen Punkten nachzuprüfen, um vielleicht bisher unbekannte, aus irgend einem Grunde der Beobachtung verborgen gebliebene Teile des Eruptivgestein und deren etwa vorhandenen unterirdischen Zusammenhang festzustellen.

Die Feldarbeit wurde in der Zeit vom 28. Juli bis zum 30. September 1927 mit kurzen, durch das Wetter bedingten Unterbrechungen vorgenommen. Zur Vermessung gelangten nur wenige Basaltvorkommen, deren besonders günstige Lage gute Ergebnisse erhoffen ließ, und zwar folgende Gebiete:

a) Auf Blatt Sebnitz-Kirnitzschtal:

1. Nördlich vom Kleinen Pohlshorn (Gang und Stock von feldspatführendem Nephelinbasalt).
2. Westlich vom Goldstein am Roßsteig [Gang von Polzenit**)].
3. Westlich vom Zeughaus [Gang von Polzenit**)].

*) Auszug aus der Dissertation Dresden 1930.

**) Auf der Karte als „Melilitbasalt“ bezeichnet.

b) Auf Blatt Hinterhermsdorf-Daubitz:

4. Am Darnsteinweg; ein bisher unbekanntes Vorkommen, das sich als ein Stock von Feldspatbasalt erwiesen hat.

Im Laufe der Untersuchungen zeigte sich, daß die Gänge 2 und 3 untereinander in unmittelbarer Verbindung stehen und nur die oberirdischen Teile eines fast 5 km weit verfolgbaren Gangzuges bilden. Dieser nimmt in physikalischer wie in petrographischer Beziehung gegenüber den anderen Basaltvorkommen eine ausgeprägte Sonderstellung ein. Im folgenden ist er als „Zeughausgangzug“ bezeichnet.

1. Das Instrument

Von vornherein war mit einem sehr engmaschigen Meßortnetz, also mit einer großen Anzahl Messungen zu rechnen. Das zu wählende Instrument mußte die Störungswerte möglichst rasch und doch mit genügender Zuverlässigkeit angeben. Dieser Forderung schien mir am besten die Schmidtsche Vertikalfeldwaage zu entsprechen, die den weiteren Vorzug in sich vereinigt, daß sie die zur Auswertung der Meßergebnisse sehr geeigneten Vertikalkraftstörungen unmittelbar anzeigt.

Die von den Askaniawerken in Berlin-Friedenau gelieferte Feldwaage (Nr. 82116) wurde auf der Potsdamer Magnetischen Warte geprüft. Der Skalenwert betrug 29.8γ , die Verbesserung -5.1γ bei $1^\circ C$ Temperaturerhöhung. Gegenüber der früheren Bauart zeigt die neue einige Änderungen, unter anderem liegen jetzt die beiden Thermometer ganz im Innenraum, auch hat das Gehäuse eine mit Korkplatten ausgelegte Schutzkapsel erhalten, wodurch einem allzu raschen Wärmeausgleich vorgebeugt wird. Die Feldarbeit hat die Brauchbarkeit dieses Meßinstrumentes voll und ganz erwiesen.

2. Die Einzelmessungen

Drei günstigen Umständen war es zu verdanken, daß eine Einzelmessung nur etwa 4 Minuten Zeit, oft sogar noch weniger beanspruchte. Erstlich lagen die Meßorte meistens sehr dicht beieinander (oft nur in 2 bis 3 m Abstand), so daß ein zeitraubendes Verpacken und Wiederaufstellen der Geräte fortfiel. Sodann zeigte der Waagekörper eine genügende Sicherheit in der Skaleneinstellung, und jede auftretende Unstimmigkeit konnte auf äußere Ursachen zurückgeführt werden. Endlich waren die meisten Abweichungen so hoch, daß eine zeitraubende Nachprüfung der Störungswerte unterblieben konnte. Wären nämlich die Ablesungen bei verschiedenen Lagen des Instruments wiederholt worden, so hätte der so gewonnene Mittelwert die erste Ablesung um höchstens 15γ abgeändert, das ist eine Größe, die gegenüber den Störungswerten von oft mehr als 1000γ gar nicht ins Gewicht fällt. Die Messungen in Gebieten geringer magnetischer Abweichungen beanspruchten natürlich eine größere Sorgfalt. Unter diesen Verhältnissen waren

täglich 30 bis 50, bei günstigem Gelände sogar noch mehr Meßpunkte zu erledigen.

Es ist nicht möglich, alle erhaltenen Störungsbeträge an dieser Stelle einzeln aufzuzählen. Die Meßorter sind der Dichte des Punktnetzes wegen gar nicht anzugeben, da das geographische Koordinatensystem hierfür nicht verwendet werden kann. Außerdem ginge durch die Fülle der unterzubringenden Ergebnisse (es wurden rund 2000 Messungen ausgeführt) die Übersichtlichkeit verloren. Hier soll nur als Beispiel die Messungsreihe eines am oberen Roßsteig abgesteckten Gangquerschnittes (s. unten) beigegeben werden. Außerdem sei auf die Figuren und Karten verwiesen, die der vorliegenden Arbeit beigefügt sind und ein besseres Bild von den starken Schwankungen der Störungsgrößen geben, als es eine Zahlen-tafel vermag.

Meßort Nr.	Abzisse m	Zeit h m	Temperatur ° C	Hilfsmagnet Nr.	Skale. Sktle.	Skale. Sktle.	Gesamtwert — Basiswert (= 58.0)	× Skalen- wert (= 29.8)	Temperatur- verbesserung γ	Ortaver- besserung γ	Kurvenver- besserung γ	Störungs- betrag γ	
1722	0	12. 5	22.9	—	55.6	55.6	— 2.4	— 72	+ 15	+ 32	+ 30	+	5
1723	16	12.11	22.4	—	54.0	54.0	— 4.0	— 119	+ 13	+ 32	+ 31	—	44
1724	29	12.16	22.2	—	52.9	52.9	— 5.1	— 152	+ 11	+ 32	+ 33	—	78
1725	41	12.23	22.8	—	51.5	51.5	— 6.5	— 194	+ 15	+ 32	+ 34	—	113
1726	52	12.29	23.0	—	48.9	48.9	— 9.1	— 271	+ 16	+ 32	+ 33	—	190
1727	63	12.34	23.3	—	46.5	46.5	— 11.5	— 343	+ 17	+ 32	+ 33	—	261
1728	72	12.39	23.1	—	61.4	61.4	+ 3.4	+ 102	+ 16	+ 32	+ 30	+	180
1729	79	12.45	23.3	I N	27.3	93.7	+ 35.7	+ 1065	+ 17	+ 32	+ 24	+ 1138	
1730	88	12.50	23.5	—	66.9	66.9	+ 8.9	+ 265	+ 19	+ 32	+ 21	+	337
1731	101	12.54	24.1	—	58.1	58.1	+ 0.1	+ 3	+ 22	+ 32	+ 22	+	79
1732	111	12.59	24.3	—	56.1	56.1	— 1.9	— 57	+ 24	+ 32	+ 23	+	22
1733	122	13. 4	25.0	—	55.6	55.6	— 2.4	— 72	+ 27	+ 32	+ 21	+	8

Die Anordnung der Meßpunkte wurde bedingt durch die mutmaßliche Gestalt der Basaltmassen. War das Vorkommen gangförmig, so war der Verlauf der magnetischen Störung auf einer Linie senkrecht zur Streichrichtung des Ganges festzustellen und dies in bestimmten Abständen zu wiederholen. Bei Basaltstöcken mit kreisförmigem oder elliptischem Grundriß war dieses Verfahren nur zum Teil anwendbar. In manchen Fällen erforderte ungünstiges Gelände eine netzartige Zusammenschließung der Geraden, auf denen die Meßpunkte verteilt waren.

Die geradlinigen Meßortreihen wurden jedenfalls bei weitem bevorzugt, weil sie sich im Felde auf mehrere hundert Meter Länge mit einfachen Mitteln genau abstecken ließen. Hier genügte zur Feststellung der Streichrichtung eine einzige Kompaßmessung, die natürlich an einer magnetisch ungestörten Stelle auszuführen war. War die Kompaßmessung nicht zulässig, so wurden die Netzwinkel bestimmt mit Hilfe einer einfachen Zielvorrichtung, die dem mit einer Gradeinteilung versehenen Kopfe des Feldwaagestativs aufgesetzt werden konnte. An möglichst zahlreichen Stellen erfolgte dann der Anschluß dieser Meßortnetze an Schneisen, Wegkreuzungen und an andere Punkte, die auf einer guten Karte eindeutig festzustellen waren.

Die Sächsischen Meßtischblätter genügten wegen ihres zu kleinen Maßstabes ($1 : 25000$) den Anforderungen nicht. Dagegen ließen sich die Karten der Forstvermessung (Maßstab $1 : 4858^{1/2}$) gut verwenden.

An den rohen, aus den Ablesungen unmittelbar gewonnenen Störungswerten waren noch eine Reihe Verbesserungen anzubringen. Diese Zusatzgrößen durften schon mit Rücksicht auf die Vermessung schwacher Störungsfelder nicht unberücksichtigt bleiben, da sonst beträchtliche Fehler (in ungünstigen Fällen bis 100γ) hätten entstehen können.

Jede Ablesung erhielt drei Zusatzgrößen: 1. die Temperaturverbesserung, 2. die Ortsverbesserung und 3. die Verbesserung wegen der erdmagnetischen Tagesschwankung. Zur Berechnung der Ortsverbesserung diente die Karte der sächsischen magnetischen Landesaufnahme. Hiernach ist im Zeughausgebiet der Kurvenverlauf des Vertikalkraftfeldes stark abhängig von der Messung auf dem sehr entfernten Großen Zschirnstein. Außerdem weisen die Göllnitzschen Z-Werte den hohen mittleren Fehler von $\pm 49\gamma$ auf. Die Ortswerte, die sich aus der Karte für das vorliegende Untersuchungsgebiet ablesen lassen, und die im Höchstfalle einen Unterschied von 70γ ergeben, müssen hiernach als unsicher gelten. Die Tagesschwankungen wurden den Potdsamer Laufzeitkurven entnommen, wobei sich nur zwei Tage (der 20. August und der 1. September 1927) als stärker gestört erwiesen. Basisstandänderungen der Feldwaage wurden nie beobachtet, da sich Unregelmäßigkeiten bei Wiederholungsmessungen sogleich bemerkbar gemacht hätten. Daß innerhalb eines kürzeren Zeitraumes auch die Skaleneinstellung zuverlässig blieb, zeigten längere Meßreihen in störungsfreien Gebieten.

In Anbetracht der erwähnten Unsicherheiten werden alle Zahlenangaben der endgültigen Werte auf 10γ abgerundet.

3. Die Untersuchungsgebiete

a) Der Zeughausgangzug.

Dieses Gesteinsvorkommen ist insofern bemerkenswert, als sein magnetisches Feld trotz seiner großen räumlichen Ausdehnung eine überraschende Regelmäßigkeit zeigt.

Vorerst seien die Verhältnisse solcher Gangstellen betrachtet, die weder Abzweigungen noch Parallelgänge aufweisen, und deren Gelände Messungen in gleicher Höhenlage zuläßt. Die Westhälfte des 500 m langen Endganges am oberen Roßsteig (s. Karte 1) eignet sich hierfür besonders gut.

Das Kurvenbild des Störungsverlaufs längs einer beliebigen Geraden quer zur Gangrichtung (also mit einem Streichen von etwa N 35° W) zeigt stets die gleiche Form (s. Fig. 1). Sie ist die Grundform der Vertikalkraftstörung für alle Einzelingänge, die dem Gangzug angehören. Besonders auffällig ist daran, daß die Kurve neben dem positiven Wertbereich gleichzeitig einen verhältnismäßig großen

negativen aufweist, wodurch sie mehr an eine Horizontalkraftmessung erinnert. Nach den bisher gemachten Erfahrungen sind in unseren Breiten bei regelmäßiger und stärker magnetischen Störungskörpern die Z-Werte in den meisten Fällen hauptsächlich positiv. Das findet seine Erklärung in dem steilen Einfallen der erdmagnetischen Kraft, die durch Induktion die oberen Teile eines Erzlagers oder eines magnetithaltigen Gesteinskörpers zu einem Südpol macht. Nur in den wenigen Fällen, wo besonders gestaltete Störungskörper eine bestimmte Lage zur Erdoberfläche aufweisen, können neben den positiven Abweichungen auch höhere negative auftreten. Nimmt ein Körper solche Ausnahmefällen aber nicht ein, und werden trotzdem größere Be-

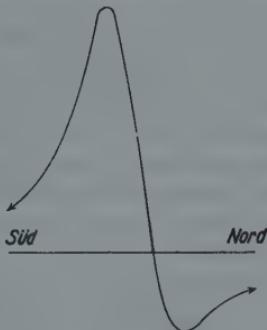
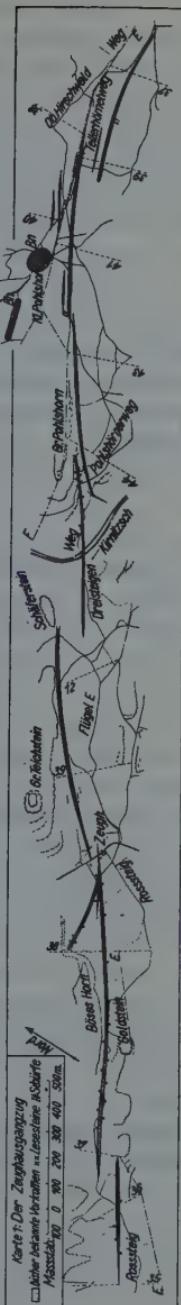


Fig. 1

zirke negativer oder auch besonders hohe positive Werte gefunden, so besitzt die Störungsmasse Eigenmagnetismus, der den Einfluß der Induktion nicht zur Geltung kommen läßt. Der Zeughausgangzug ist ein Beispiel dafür, daß ein solcher Eigenmagnetismus in Stärke und Richtung auf weite Strecken hin unveränderlich bleiben kann.

Aus der Grundform der Vertikalkraftkurve (siehe Fig. 1) geht hervor, daß die magnetische Achse des etwa von WSW nach ONO gestreckten Gesteinskörpers eine ungefähr nach Süden zu geneigte Lage einnimmt. Damit stellt die südliche Wand des Ganges einen Südpol, die nördliche einen Nordpol dar. Die Wirkung des Südpols ist indessen überwiegend, da die positiven Störungswerte die negativen im Durchschnitt um das etwas Zweifache übertreffen.



Karte 1

Der polare Magnetismus des Ganggestein mußte sich nun auch an jedem Handstück feststellen lassen. Die angestellten Untersuchungen bestätigten dies auch vollauf. Es genügte schon, die Rollblöcke in verschiedene Lagen dicht unter die einspielende Feldwaage zu bringen, um Ausschläge (bis 60γ) nach beiden Richtungen hin hervorzurufen. Noch weitergehende Beobachtungen ließen sich an jenen Steinen machen, die in ihrer ursprünglichen Lage zum Gangkörper gefunden wurden. Sie entstammten zwei, etwa 1.5 m tiefen Schurflöchern, wo sie im anstehenden Verwitterungslehm eingebettet waren. Die Richtung ihrer magnetischen Achse stimmte mit den oben gemachten Angaben überein.

Ist die Annahme berechtigt, daß die Einzelgänge des Gangzuges als mauerartige Gesteinskörper von sehr regelmäßiger Begrenzung aufgefaßt werden können. Dieser Umstand begünstigt eine rechnerische Erfassung des magnetischen Störungsfeldes, doch sind damit noch nicht alle Schwierigkeiten behoben, die sich bei der mathematischen Behandlung solcher praktischen Beispiele gewöhnlich ergeben.

Erstens konnte die Mächtigkeit der Gänge nur an wenigen Stellen mit Sicherheit ermittelt werden. Ein auf Schneise 39 angelegter Schurf und die beiden Punkte, an denen man das Gestein noch oberflächlich anstehend trifft (am Roßsteig in der Nähe des Goldsteines und an einer früher noch nicht bekannten Stelle am Osthang des Kirnitzschtals), lieferten Gangbreiten zwischen 3 und 5 m. Der Vergleich der Querschnittskurven dieser Stellen mit denen anderer Teile des Gangzuges stützt die Annahme, daß die Mächtigkeit aller Einzelgänge größtenteils innerhalb jener angegebenen Grenzen bleibt.

Weiter ist die Entfernung zwischen Feldwaage und der Oberfläche des wirk samen Gesteins nicht zu ermitteln. Die Mächtigkeit der Schuttdecke aus überrolltem Sandstein ist von der Beschaffenheit des umgebenden Geländes abhängig. Auch ist der Erhaltungszustand des Ganggestein von Einfluß auf dessen magnetische Eigenschaften, denn an zahlreichen, aus den beiden oben genannten Schurflöchern sorgfältig herausgeschnittenen Lehmstücken war mit Hilfe einer Kompaßnadel festzustellen, daß die Verwitterung *in situ* den Magnetismus bis auf einen schwachen Rest vernichtet hatte, obgleich durch Abschlämung des Lehms noch reichlich Magnetitkristallchen nachweisbar waren.

Die Formel, mit deren Hilfe die ungefähre Achsenrichtung des Eigenmagnetismus bestimmt werden soll, gründet sich auf die Annahme einer gleichmäßigen, durch eine induzierende Kraft hervorgerufene Magnetisierung des Gesteinskörpers, der hier als senkrecht stehend, quaderförmig und in seiner Längen- und Tiefenausdehnung als unbegrenzt betrachtet wird. Nach Poisson besteht zwischen dem magnetischen Potential P und dem Gravitationspotential Q eines gleichmäßig magnetisierten Körpers die Beziehung:

$$P = J \frac{d Q}{d s} = J \cdot \sum_{(M)} \frac{d \left(\frac{1}{r} \right)}{d s} dr,$$

wo J die Stärke der Magnetisierung,
 s die Richtung der Magnetisierung,
 r den Radiusvektor des Aufpunktes,
 M die Masse des Körpers
und dv das Volumenelement bedeuten.

Unter Einführung eines neuen Koordinatensystems, wonach die Erdoberfläche zur xy -Ebene wird, x nach Nord und z senkrecht nach unten weisen, verwandelt sich der obige Ausdruck in

$$P = -J \sum_{(M)} \frac{x \cos \varphi + z \sin \varphi}{r^3} dv = -\frac{J}{F} \sum_{(M)} \frac{x H + z V}{r^3} dv,$$

wenn man mit F die Gesamtkraft der Induktion, mit H und V deren horizontale bzw. vertikale Komponente und mit φ die Inklination von F bezeichnet. (F sei in der jetzigen magnetischen Meridianebene liegend angenommen.)

Für den im vorliegenden Falle als quaderförmig betrachteten Gesteinskörper ergibt die Durchrechnung dieser Formel*) das Potential P und daraus die vertikale Störungskomponente

$$\frac{\partial P}{\partial z} = Z = C \cdot F \left\{ z \sin \varphi \left[\frac{1}{R_2 \left(R_2 - x - \frac{d}{2} \right)} - \frac{1}{R_1 \left(R_1 - x + \frac{d}{2} \right)} \right] - \cos \varphi \cos \varepsilon \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \right\},$$

$$\text{wobei } R_1 = \sqrt{z^2 + \left(x - \frac{d}{2} \right)^2},$$

$$R_2 = \sqrt{z^2 + \left(x + \frac{d}{2} \right)^2},$$

z die Meßhöhe über dem Körper,
 x die Abszisse des auf dem Gange senkrecht stehenden Querschnitts,
 d die Mächtigkeit des Ganges,
 ε den Winkel zwischen der Querschnittsrichtung und magnetisch Nord
und C eine Integrationskonstante bedeuten.

In Fig. 2 sind nach dieser Formel eine Anzahl Kurven gezeichnet worden, denen die Annahmen $C \cdot F = 1$, $z = 3$ m, $d = 4$ m und $\varepsilon = 30^\circ$ zugrunde liegen, während φ verschiedene Werte zwischen 0 und 90° erhält.

*) Die etwas umfangreiche Ableitung ist in Haalck, H.: Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophys. Samml. geophys. Schriften 7, 55—60 (1927) zu finden.

Das Auftreten verhältnismäßig stark ausgeprägter, negativer Störungen kann durch die Annahme eines schrägen Einfallens der Gesteinsgänge nicht erklärt werden, da an Hand einer geeigneten Formel nachweisbar ist, daß bei schräg-stehender Eruptivmauer die Wirkung der nordpolaren Wand nur ganz gering wäre. Eine starke Schrägstellung hätte sich außerdem an steilen Talrändern durch Abbiegen der Gesteinsausstrichlinie von der im angrenzenden flachen Gelände festgestellten Streichrichtung bemerkbar machen müssen.

Das Feld des Eigenmagnetismus wird von den Induktionswirkungen des jetzigen Erdfeldes überlagert. Auch dieses Feld kann mit Hilfe der angeführten Formel

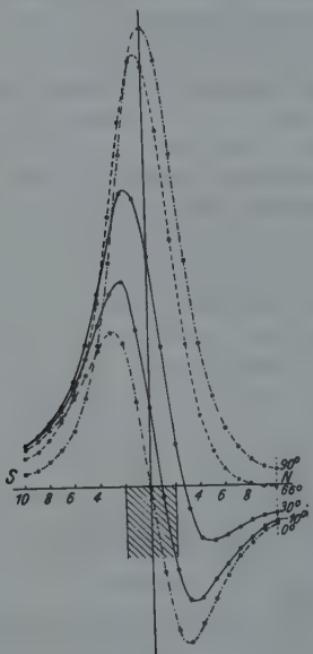


Fig. 2

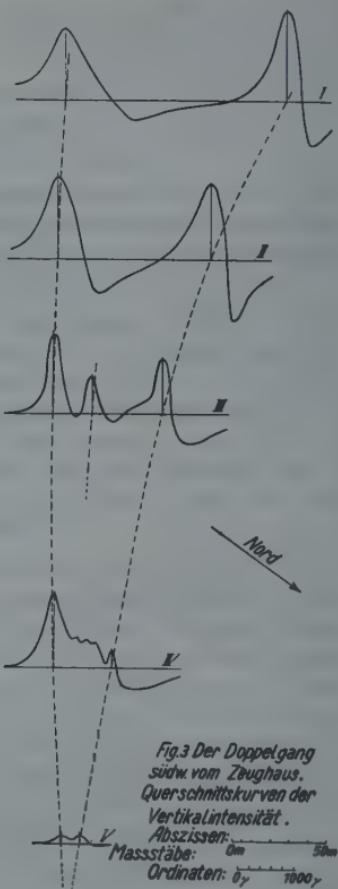


Fig. 3
Der Doppelgang
südw. vom Zeughaus.
Querschnittskurven der
Vertikalintensität.
Abszissen:
Massstabe: 0m 50m
Ordinaten: $\delta\gamma$ 1000,

Fig. 3

untersucht werden, wenn $\varphi = 66^\circ$, d. h. gleich dem Inklinationswinkel der Erdkraft gesetzt wird. Fig. 2 zeigt die Induktionskurve eingetragen, ihre Ordinaten beziehen sich auf die gleiche Einheit $C \cdot F = 1$. Die Störungswerte können freilich nicht ihrem absoluten Betrage nach errechnet werden, da zurzeit noch kein Verfahren bekannt ist, das eine sichere Bestimmung der auch für schwache Felder gültigen Suszeptibilitätszahl magnetischer Gesteine zuläßt.

Bleibt zunächst der Einfluß des Induktionsmagnetismus unberücksichtigt, so lassen sich die meisten Querschnittskurven des Gangzuges nach ihrem Verhältnis von positivem zu negativem Wertbereiche in den Raum zwischen den Kurven $\varphi = 80^\circ$ und $\varphi = 10^\circ$ (s. Fig. 2) einordnen. Das hinzutretende Induktionsfeld (die Kurve $\varphi = 66^\circ$) setzt sich nun aus fast ausschließlich positiven Werten zusammen, wodurch sich das Verhältnis der dem Eigenmagnetismus angehörenden Wertbereiche zugunsten der positiven Beträge verschieben muß. Es ist daraus zu schließen, daß der mittlere Inklinationswinkel des Eigenmagnetismus noch unterhalb des Wertes $\varphi = 20^\circ$ liegt, und daß hiernach die Achsenrichtung stellenweise der horizontalen Lage nahe kommen dürfte.

In einzelnen Teilgebieten des Gangzuges weist das magnetische Feld geringere Störungsbeträge auf, wobei jedoch die Grundform der Querschnittskurve erhalten bleibt. Die Ursache dieser Schwankungen wird größtenteils in den wechselnden p - und z -Werten zu suchen sein; läßt sich doch an Hand der Formel errechnen, daß die positiven Höchstwerte von Z mit der Gangbreite ungefähr proportional wachsen, bzw. daß die Ausschläge über der Gangmitte im umgekehrten Verhältnis zu der 17. Potenz der Entfernung z stehen.

Die einfache Form dieser Kurvenbilder geht an den Stellen verloren, wo sich das Gestein in zwei oder mehr, oft eng beieinander liegende Parallelgänge zerschlagen hat*). Dann lagern sich die magnetischen Felder der Einzelteile übereinander, und die Störungskurve eines Querschnitts zeigt mehrere Höchst- und Tiefstwerte. In den meisten Fällen jedoch lassen sich die verschiedenen Anteile gut erkennen, sodaß es nicht schwer fällt, die Nachbargänge vom Hauptzug zu trennen.

Ein Beispiel hierfür ist der Doppelgang, der sich vom südwestlichen Talhange des Großen Zschands nach dem Zeughause hinunterzieht (s. Karte 1). Er ist insofern noch bemerkenswert, als seine Zweige am unteren Ende in spitzem Winkel allmählich zusammenlaufen, während sie im oberen Teile sehr stark auseinandergehen. In Fig. 3 sind die Gänge durch ihre Mittellinien angedeutet, die der Vereinfachung wegen mit den Höchstwerten der Querschnittskurven zusammenfallend dargestellt sind.

Die beiden oberen Meßreihen (I und II) zeigen keine gegenseitige Beeinflussung der Teilstörungen (118 bzw. 82 m Zwischenraum!). Im Querschnitt III (und in hier nicht mit eingezeichneten Nachbarquerschnitten) verrät sich ein drittes Gangstück, dessen positive Störungsbeträge sicher von dem negativen Bereich des südlichen Ganges abgeschwächt werden.

Das ungünstige Gelände (Dickicht und eiserne Wasserbehälter) bedingte zwischen III und IV eine größere Meßlücke. In Schnitt IV (am Waldrand oberhalb des Zeughauses) liegen die Gänge schon nahe beieinander. Das Kurvenbild ist sehr unruhig geworden, nur der Hauptgang läßt sich noch deutlich erkennen.

*) Die Länge des Gangzuges beträgt 4960 m, die Gesamtlänge der 13 Einzelgänge dagegen 6870 m!

Weiterhin streicht er nördlich des Zeughauses vorbei, wo er schon ehedem beim Abteufen des Brunnens aufgefunden wurde. Jenseits der Straße nimmt die Störung rasch auf einen geringen Bruchteil ihres ursprünglichen Wertes ab (Querschnitt V, auf der Talwiese), und das Gestein keilt noch vor der Waldgrenze aus.

Der Gangzug weist insgesamt acht Stellen mit Parallelgängen auf. Zum Teil sind es übergreifende Gangenden, die einen großen Abstand (über 100 m) voneinander haben können, im anderen Falle liegen kurze Schwarmgänge vor, die sich näher an den Hauptgang halten und mit ihm gleichlaufen. Eine Ausnahmestellung hierzu nimmt nur der oben erwähnte Doppelgang ein.

Solche Gebiete verlangten natürlich eine größere Dichte der Meßorte. Der geringe Abstand (oft nur 2 bis 3 m) sicherte eine gute Festlegung des Kurvenverlaufes. Es zeigt sich überall, daß die Spitzenwerte in Parallelreihen liegen, die das durchweg gangförmige Auftreten des Eruptivgestein außer Frage stellen. Einzelheiten dieser Teilgebiete können aus Karte 1 entnommen werden.

Der Vermessung des Gangzuges stellten sich an manchen Punkten Geländeschwierigkeiten entgegen, sodaß dann eine größere Meßlücke entstehen mußte. Meist waren es Fichtendickichte, die ein Verfolgen des Ganges verhinderten, so am Großen Pohlhorn und vor allem im Abschnitt Teichstein—Kirnitzschtal. Hier boten nur Schneisen und Waldgrenzen spärliche Zugangswände. Zuweilen mußte bei Annäherung an die Streichlinie aus der Ab- oder Zunahme der magnetischen Werte auf das Vorhandensein der Gangfortsetzung geschlossen werden, ohne daß es möglich war, mit der Feldwaage ganz heranzukommen. Ein positives Störungsfeld von beispielsweise 1400γ machte sich dabei schon aus 80 bis 100 m Entfernung bemerkbar.

Zwischen den einzelnen, durch solche Meßlücken getrennten Querschnitten konnte der Gang unbedenklich eingezeichnet werden, da die Geländepunkte in einer Linie lagen. Nur an einer Stelle, im Fichtenjungwald südlich vom Schäferstein, ergab sich ein großer Sprung quer zur Streichrichtung. Das Westende des Kirnitzschtalganges reicht sicher bis in die Nähe des E-Flügels. Das Ostende des Teichsteinganges dagegen war aus den erwähnten Gründen nicht mehr festzustellen, doch bleibt das Eruptivgestein auf den linken Hang des Kirnitzschtals beschränkt, da eine Messungsreihe auf der Talstraße keine Störung mehr anzeigen.

Die Gangenden sind verschiedenartig ausgebildet. In 17 Fällen kann man aus dem langsamem Abklingen der Störungsbeträge auf ein allmähliches Auskeilen des Gesteins schließen. An drei Stellen aber fallen die Werte ganz unvermittelt ab. Es ist dies auch in der Karte zum Ausdruck gebracht worden. Bei den restlichen vier Fällen waren die Verhältnisse nicht festzustellen.

In schroffem Gegensatz zu der regelmäßigen Magnetisierung des Gangzuges steht das magnetische Verhalten eines nur wenige Quadratmeter großen Gebietes*), das nur dadurch entdeckt wurde, daß zufällig eine Querschnittsmessung diese

*) Oberhalb des Roßsteiges, im südwestlichen Gangstück, etwa 220 m vom Gang zugende entfernt. Die Stelle ist in Karte 1 mit einem Pfeil bezeichnet.

Stelle traf. Bewegen sich die Störungen der Umgebung etwa zwischen den Grenzen -1000γ und $+1800\gamma$, so treten hier die außerordentlich hohen Beträge $+8790\gamma$ bzw. $+7990\gamma$ auf, das sind Werte, die im Verlaufe der ganzen Untersuchung auch nicht annähernd wieder erreicht wurden. Der negative Bereich fehlt dem Querschnitt völlig. Das größte beobachtete Gefälle von $1860\gamma/m$ (in Stativhöhe!) zeigt, auf wie engen Raum die Störung beschränkt ist.

Die Annahme einer Blitzwirkung als Ursache dieses abweichenden Verhaltens wird dadurch gestützt, daß gerade die bezeichnete Stelle in einem der Einschlagsgefahr besonders ausgesetzten Gebiete liegt. Die Seltenheit solcher Blitzstörungen beim Gangzug findet ihre Erklärung in der Beschaffenheit des umgebenden Geländes, wird doch das Ganggestein auf weite Strecken hin von hohen, dicht benachbarten Sandsteinwänden überragt, oder es streicht an steilen Talhängen aus, die wenig Einschlagsmöglichkeiten bieten.

b) Die Vorkommen am Kleinen Pohlshorn.

Die geologische Karte bezeichnet ein Gebiet nördlich vom Kleinen Pohlshorn als zwei Durchbruchsstellen eines Nephelinbasaltes. Seine dem Gangzug benachbarte Lage (es ist etwa 100 m von diesem entfernt) ließ eine Mitvermessung wünschenswert erscheinen. Vor allem aber konnte die Untersuchung des Basaltganges zu einem Vergleich mit den Ergebnissen der Gangzugmessung herangezogen werden.

Dieser etwa 180 m lange Gang zieht sich in einem engen Tale hin. Die Querschnittsmessung konnte daher nach den Seiten hin nicht vollständig durchgeführt werden. Die Kurvenstücke zeigen hauptsächlich positive Störungen, deren Höchstwerte auf einer der Talachse gleichlaufenden Geraden liegen. Das Meßergebnis steht somit im Einklang mit der geologischen Kartenaufnahme. Wenn man annimmt, daß die einzige vollständige Querschnittsmessung, die am unteren Gangende entlang des Schwarzschlütteweges gemacht werden konnte, den Verhältnissen des ganzen Basaltganges entspricht, so weist das vorliegende magnetische Feld eine Kraftverteilung auf, die der des Gangzuges ähnlich ist. Die negativen Werte, die zu den positiven im Verhältnis 1 : 4 stehen, liegen wiederum auf der Nordseite des Gesteinskörpers. Der wesentliche Unterschied gegenüber dem Gangzugfeld liegt indessen in der Stärke der Störungen, da der Schwankungsbereich der Z-Werte (ungefähr 100γ) nur den 15. Teil des Betrages ausmacht, der beim Gangzug als Mittelwert gelten kann.

Auf Grund der schon früher angestellten Betrachtungen ist auch in diesem Falle auf das Vorhandensein eines Eigenmagnetismus des Gesteins zu schließen. Mehrere auf ihre polare Wirkung hin untersuchte Lesesteine zeigten ebenfalls schwache, aber noch deutliche Ausschläge nach beiden Richtungen. Die niedrigen Störungsbeträge können zum Teil auch mit einer geringeren Mächtigkeit des Gesteinskörpers erklärt werden. Im Gelände sind keine Abmessungen hierfür zu erlangen, da sich der Basalt nur durch das Vorhandensein einer Anzahl Rollblöcke verrät.

Die Meßergebnisse, die den Punkten nördlich des am Hauptmannschlüteweg hinführenden Wildzaunes entstammen, nehmen gegenüber denen der bisher betrachteten Untersuchungsgebiete eine Sonderstellung ein.

Das „wahrscheinlich stockförmige Vorkommen“ des Nephelinbasaltes bildet keine Kuppe, sondern verbirgt sich unter einem flachen, mit Laubwald bestandenen Platz. Das Meßortnetz umfaßt im wesentlichen den Streubereich der Lesesteine, die hier zahlreich auftreten und sogar jenseits der Hauptmannschlüte noch in vereinzelten Blöcken zu finden sind.

Die rund 200 Messungen, die auf diesem beschränkten Raum ausgeführt wurden, ergeben ein wenig einheitliches magnetisches Feld (s. Karte 2). Die Verteilung der Störungen läßt zunächst eine Häufung der positiven Werte im mittleren Teile der nördlichen Gebietshälfte erkennen, während auf der ganzen Südosthälfte



Karte 2

der Karte fast nur negative Größen auftreten. (Die am Ostrand wieder zunehmenden Störungswerte müssen dem Einfluß des nahen Gangzuges zugeschrieben werden.) Wird der Störungsverlauf im einzelnen betrachtet, so fallen die verschiedenen starken Schwankungen auf, die sich regellos auf das ganze Meßortnetz verteilen. Vor allem gibt es mehrere engbegrenzte Teilgebiete, deren Störungsbeträge von denen der näheren Umgebung erheblich abweichen.

Die Unregelmäßigkeiten lassen eine Darstellung des magnetischen Feldes durch Linien gleicher Abweichung nicht zu. Ebenso ist es unmöglich, an Hand der gemessenen Werte den genauen Umriß des festen Basaltkörpers anzugeben, doch dürfte der Stockkern weiter nach Nordwesten zu liegen, als es in der geologischen Karte eingezeichnet ist.

Die kleineren Schwankungen lassen sich als Einfluß der verstreuten Basaltrollblöcke erklären. Erwiesen sich doch bei einer Untersuchung auch diese als polarmagnetisch. Die Ursache der Nester stärkerer Störungen mag wiederum in

Blitzwirkungen zu suchen sein, da das freie Gelände mit seinem stets feuchten Boden günstige Einschlagsbedingungen aufweist. Es ist dabei ganz gleichgültig, ob der Blitz anstehenden Basalt getroffen hat oder nicht, denn auch einzelne Gesteinsstücke nehmen in der Umgebung der Einschlagstelle einen kräftigen Eigenmagnetismus an. Wie aus diesen und einer Reihe anderer Beispiele hervorgeht, beschränken sich also die Blitzwirkungen keineswegs nur auf Berggipfel und freistehende Felsen.

Die soeben erwähnten Ergebnisse zeigen deutlich, wie ungerechtfertigt es ist, die Störung an einem einzigen, in ähnlichem Gelände liegenden Meßorte gleichzeitig als auch für die weitere Umgebung gültig anzunehmen. Nur die Untersuchung einer Reihe benachbarter Punkte kann über die magnetischen Verhältnisse des Untergrundes einen sicheren Aufschluß geben. Man wird daher die Vermessungen solcher Gebiete, deren Boden oberflächennahe Massen stärker magnetisierbarer Gesteine enthält, mit Vorsicht verwerten müssen.

Im Anschluß an die Untersuchung des Basaltstockes sei hier noch ein Beispiel einer Blitzmagnetisierung erwähnt, das zeigt, wie bedenklich das eben geschilderte Einzelmeßverfahren sein kann. Fig. 4 stellt den Störungsverlauf längs eines Wegstückes am nördlichen Waldrand der Hackkuppe bei Hinterhermsdorf dar. Die Kurve läßt erkennen, wie stark eine Blitzwirkung (nur um eine solche kann es sich hier handeln) ein Störungsfeld überdecken kann. Sicher ist die Stelle der größten Abweichung von der Messung noch nicht einmal getroffen worden. Der Einfluß bleibt wiederum auf engsten Raum beschränkt. [Höchstwert $+3660\gamma$, magnetisches Gefälle bis $870\gamma/m$, am Roßsteig (s. oben) bzw. $+8790\gamma$ und $1860\gamma/m!$]. Die Einschlagstelle liegt am Fuße des Berges und ist weit vom Gipfel entfernt. In ihrer näheren Umgebung sind freiliegende Lesesteine des Basaltes nicht gefunden worden. In dem Kurvenbild kommt zugleich der Unterschied zwischen dem magnetischen Felde eines gestörten, mit Blockwerk überrollten Geländes (westliche Hälfte) und dem eines störungsfreien Gebietes (östliche Hälfte) anschaulich zum Ausdruck.

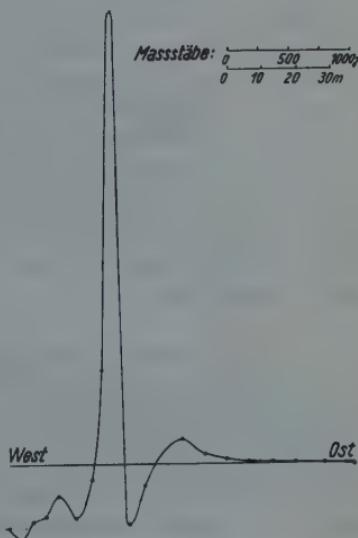


Fig. 4

Die Stärke des Eigenmagnetismus läßt sich am Gesteinshandstück zahlenmäßig nur schwer bestimmen. Nur einige Vergleichswerte sollen hier einen Überblick geben. Sie wurden aus Ablenkungsbeobachtungen an einem kleinen Taschen-

kompaß (Länge der Nadel 80 mm) gewonnen, wobei die Proben das Gehäuse berührten. Einige Ergebnisse sind im folgenden zusammengestellt:

	I	II	III	IV	V	VI
Gewicht	90 g	400 g	200 g	200 g	300 g	260 g
Länge der Polachse	7 cm	8 cm	6 cm	7 cm	8 cm	10 cm
Abstoßung am Nordpol	45°	0.5°	1.7°	0.3°	—	—
Abstoßung am Südpol.	43°	0.5°	1.3°	2.0°	Spur	—

- I. Nephelinbasalt, randlich verwittert, Großer Winterberg (Blitzmagnetisierung).
- II. Nephelinbasalt, frisch, Gang nordwestlich vom Kleinen Pohlhorn.
- III. Polzenit, frisch, Schurf I.
- IV. Polzenit, unfrisch, Schurf II.
- V. Verwitterungslehm des Polzenits, Schurf II.
- VI. Sandstein, stark eisenschüssig, Roßsteig.

Trotz des rohen Meßverfahrens treten die früher besprochenen Unterschiede klar hervor. Auch hier wieder übertrifft die Blitzmagnetisierung die übrigen Wirkungen ganz erheblich. Das Bruchstück entstammt einem Rollblock, der etwa 500 m vom Gipfel des Großen Winterberges entfernt im Waldboden eingebettet lag. Die Polachse ist so ausgeprägt, daß sich der Stein bei einer Fadenaufhängung von selbst in die Richtung des magnetischen Meridians einstellt.

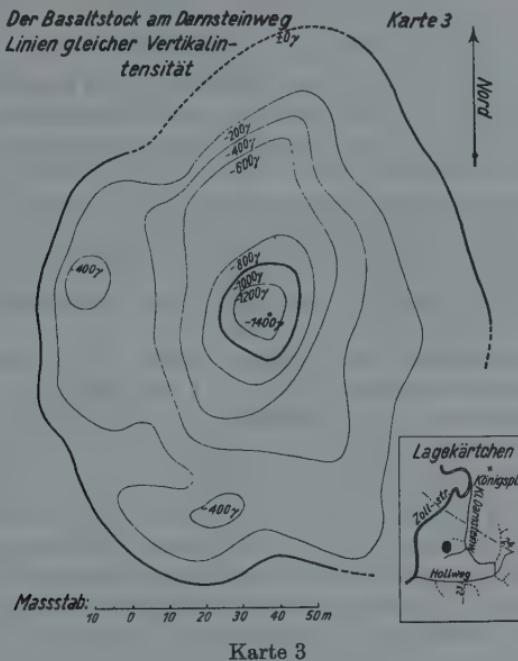
Es ist noch bemerkenswert, daß der zum Teil stark eisenschüssige Sandstein, wie zahlreiche Untersuchungen ergaben, keinen Eigenmagnetismus besitzt. Vererzte Massen, wie sie stellenweise in größerer Menge in der unmittelbaren Nachbarschaft des Gangzuges vorkommen, können mithin nur eine Induktionswirkung haben, die aber der geringen Magnetisierbarkeit wegen ($\chi < 60 - 100 \cdot 10^{-6}$ CGS) ohne Bedeutung ist.

c) Das Vorkommen am Darnsteinweg.

Das günstige Gelände erlaubte hier wieder die Anordnung der Meßpunkte in parallelaufende Querschnitteisenreihen. Die 111 gleichmäßig verteilten Messungen ergeben ein magnetisches Feld, dessen Störungsgrößen außer einigen unbedeutenden Randwerten dem negativen Bereich angehören. Die Beträge erreichen so hohe Zahlen (bis -1400γ), daß kleinere Schwankungen, die auch in diesem Gebiete nicht fehlen, das Gesamtbild nicht beeinträchtigen können. Deshalb konnte der Störungsverlauf durch Linien gleicher Abweichung dargestellt werden (s. Karte 3). In Abständen von je 200γ eingezeichnet, umfassen die Kurven ein elliptisches Störungsfeld, dessen Längsachse mit der Nord-Süd-Richtung zusammenfällt. Die stete Abnahme der Werte nach der Mitte zu wird nur durch die beiden seitlichen Ausläufer geringfügig unterbrochen.

Die Frage nach den Abmessungen des Gesteinskörpers ist auch in diesem Falle schwer zu beantworten. Die Basaltgrenze verursacht, zumal bei größerer

Entfernung der Meßebene vom wirksamen Gestein*), keinen Sprung des magnetischen Gefälles (s. Fig. 2), doch ist nach den Erfahrungen, die bei Messungen in den beiden Basaltbrüchen der Hackkuppe gemacht wurden, anzunehmen, daß der Stockumriß ungefähr durch die 800γ -Linie bezeichnet wird. Damit hätte der Stock einen elliptischen Querschnitt von 40 bzw. 30 m Durchmesser.



Karte 3

Die magnetische Achsenrichtung ist dagegen hier leicht zu bestimmen. Die ausschließlich negativen Beträge und die Mittellage ihrer Höchstwerte weisen auf eine senkrechte Achsenlage hin. Doch steht der Richtungssinn im Gegensatz zu dem des heutigen Erdfeldes, indem sich der obere Teil der Eruptivgesteinssmasse wie ein Nordpol verhält. Damit wird erneut der Nachweis eines Eigenmagnetismus erbracht.

Schlußbemerkungen

Außer den in der vorliegenden Arbeit besprochenen Störungsgebieten wurden noch zwei weitere untersucht. Es sind dies die Hackkuppe bei Hinterhermsdorf (zwei Gangstücke von Nephelinbasalt) und der Spitzhübel südlich vom Roßsteig (ein kleiner Stock von nephelinführendem Feldspatbasalt). Die Auswertung der

*) Es ist aus dem Fehlen von Lesesteinen zu schließen, daß die Verwitterung tief in den Boden eingedrungen ist.

235 bzw. 55 dort ausgeführten Messungen brachte keine neuen Ergebnisse, sondern bestätigte nur die schon an den anderen Punkten gemachten Beobachtungen. Aus diesem Grunde wurde hier von einer ausführlichen Beschreibung, sowie von einer Kartendarstellung beider Gebiete abgesehen.

Der Vergleich der magnetischen Felder dieser Basaltvorkommen mit dem Felde des Eruptivstockes am Kleinen Pohlhorn zeigt eine so auffallende Ähnlichkeit in der Gesamtanordnung der Störungswerte, daß die Verteilung des Basaltmagnetismus nicht als Zufallserscheinung betrachtet werden darf. In allen drei Fällen sind die positiven Werte fast ausschließlich auf die vom Eruptivkörper aus nach Norden zu gelegene Gebietshälfte beschränkt. Auch treten sie hinsichtlich ihrer Zahl und Größe gegenüber den negativen Störungen zurück. Dies kommt besonders stark zum Ausdruck bei der Hackkuppe, wo 94% aller unmittelbar auf dem Hauptgang (im neuen Bruche) ausgeführten Messungen negative Ausschläge (bis -2000γ und mehr) zeigten, während sich auf den im Norden sich anschließenden Feldern und Wiesen lediglich positive Zahlen (bis $+700\gamma$) ergaben. Damit ist ein Übergang angezeigt zu dem Felde des Darnsteinbasaltes, das kaum nennenswerte positive Randstörungen besitzt.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, daß bei allen untersuchten Basaltvorkommen die magnetische Polachse des Gesteinskörpers mit der Lage des gegenwärtigen Erdfeldes nicht in Einklang zu bringen ist, daß sie vielmehr in den meisten Fällen der heutigen Feldrichtung gerade entgegensteht. Nach der Häufigkeit des Auftretens solcher Abweichungen im vorliegenden Untersuchungsgebiet ist zu vermuten, daß sich auch an zahlreichen anderen Orten ähnliche Unstimmigkeiten zeigen, und daß daher ein nicht in die Induktionsrichtung fallender Eigenmagnetismus stark magnetisierbarer Gesteine gar nicht so selten auftritt.

Die Frage nach der Ursache dieser Erscheinungen ist schwer zu beantworten, da noch zu wenig einschlägige Vermessungsarbeiten vorliegen. Zumeist wird der Eigenmagnetismus von Gesteinen damit erklärt, daß ein Eruptivkörper während seiner Erstarrung den durch das jeweilig bestehende Erdfeld erzeugten Induktionsmagnetismus dauernd festhalte. Diese Erklärung, auf die hier vorliegenden Störungsgebiete angewendet, führt jedoch zu der Annahme einer durchgreifenden, seit der Tertiärzeit erfolgten Umlagerung der erdmagnetischen Achse. Bei anderen Untersuchungen, die sich mit dieser Frage befassen, ergibt sich die gleiche Folgerung, doch sind an den wenigen beobachteten Achsenrichtungen des Eigenmagnetismus noch keine Gesetzmäßigkeiten zu erkennen.

Es ist zu wünschen, daß auch von anderen Eruptivgesteinskörpern des ausgedehnten Kreidegebietes magnetische Aufnahmen gemacht werden. Vor allem lassen Vermessungen von nordböhmischen Polzenitgängen gute Vergleiche mit den Verhältnissen des Zeughausgangzuges erhoffen. Bei solchen Untersuchungen ist nach den in der vorliegenden Arbeit gemachten Erfahrungen zugleich die Möglichkeit gegeben, daß auch noch an anderen Stellen weitere, noch unbekannte Eruptivgesteinsvorkommen aufgefunden werden.

Über die Existenz einer mondentägigen Variation in den Erdströmen

Von J. Egedal — (Mit 1 Abbildung)

Es wird gezeigt, daß der vom Ebro-Observatorium, Spanien, gemessene Erdstrom (Nord—Süd) unter dem Einfluß des Mondes steht. Die gefundene Variation hat eine bemerkenswert große Amplitude und stimmt mit der Ableitung der Funktion der Gleichgewichtsflut der halbtägigen Welle in Phasen überein.

Bekanntlich zeigen die Erdströme (die horizontalen elektrischen Potentialgradienten) eine sonnentägige Variation. Diese Variation ist in Verbindung mit

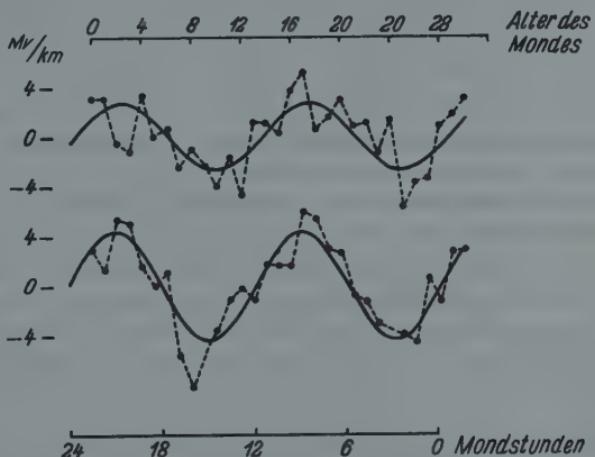


Fig. 1. Der Einfluß des Mondes auf den Nord—Süd-Erdstrom
am Ebro-Observatorium 10h—11h 1910 und 1924/25

den erdmagnetischen sonnentägigen Variationen gestellt worden^{1) 2)}. Für diese und verwandte Untersuchungen würde es gewiß sehr wünschenswert sein, falls es auch möglich sei, mondentägige Variationen abzuleiten und zu verwenden. Es ist deshalb versucht worden, die Existenz einer mondentägigen Variation in den Erdströmen nachzuweisen.

Von der mondentägigen Variation der magnetischen Deklination aus wurde es für wahrscheinlich betrachtet, daß die größte Amplitude einer möglichst existierenden mondentägigen Variation des Nord—Süd-Erdstromes um 10 bis 11 Uhr eintreffen würde. Für diesen Zeitraum wurden die Erdstrombeobachtungen (Nord—Süd) vom Ebro-Observatorium für das Jahr 1910 und für die Jahre 1924/25

nach der van der Stokschens Methode³⁾ behandelt. Die folgenden Zeiträume sind betrachtet worden:

I. 11. Januar bis 30. Dezember 1910.

II. 7. Januar bis 1. Juni 1924.

2. Juli 1924 bis 28. April 1925.

21. Juli bis 16. November 1925.

Die Mittel der Werte des Potentialgradienten (Nord—Süd) für 10 und 11 Uhr wurden nach dem Alter des Mondes (0 bis 29 Tage) geordnet. Die Variationen der Mittel für jeden Tag sind durch folgende Ausdrücke hergestellt:

$$(1910) \quad 0.7 \sin(2\pi T/30 + 207^\circ) + 2.7 \sin(4\pi T/30 + 31^\circ) \text{ Millivolt/km}$$

$$(1924/25) \quad 0.8 \sin(2\pi T/30 + 198^\circ) + 4.3 \sin(4\pi T/30 + 47^\circ) \quad ,$$

wo T das Alter des Mondes ist. Nach Korrigierung der verwandten Annäherung (das Alter des Mondes erreicht nur 29.53 Tage) und nach Einführung der in Winkelmaß ausgedrückten Stundenwinkel des Mondes, t , geben die folgenden Ausdrücke die Variatien wieder:

$$(1910) \quad 0.7 \sin(t + 358^\circ) + 2.7 \sin(2t + 200^\circ) \text{ Millivolt/km}$$

$$(1924/25) \quad 0.8 \sin(t + 12^\circ) + 4.4 \sin(2t + 184^\circ) \quad ,$$

Nur dem letzten Glied der Ausdrücke ist eine Bedeutung zu erteilen. In der Figur sind deshalb nur diese Glieder wiedergegeben.

Die Amplituden der letzten Glieder sind im Vergleich mit der sonnentägigen Variation bemerkenswert groß. Der Phasenwinkel ist von einer solchen Größe, wie man es von der folgenden Anschauung erwarten muß:

I. Die Erdströme röhren von Induktion der elektrischen Ströme in den höchsten Atmosphärenschichten her.

II. Diese letzten Ströme variieren gleich die Gleichgewichtsflut der halbtägigen Welle.

Zur Untersuchung über die tägliche und jährliche Variation der gefundenen Amplitude und über den Einfluß der Entfernung des Mondes und die Sonnenfleckentätigkeit ist es dem Verfasser nicht möglich (etwas) zu unternehmen. Es liegen in mehreren Ländern Erdstrombeobachtungen vor, und es ist zu hoffen, daß auch der Einfluß des Mondes auf die Erdströme in der Zukunft untersucht wird.

Literatur

¹⁾ L. A. Bauer: Some Results of Recent Earth-Current Observations and Relations with Solar Activity, Terrestrial Magnetism, and Atmospheric Electricity. *Terr. Magn.* vol. XXVII, p. 1—30, und Relations between the Diurnal and Annual Variations of Earth-Currents, Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. *Terr. Magn.* vol. XXVIII, p. 129—140.

²⁾ S. Chapman and T. T. Whitehead: On the Variations of Earth Potential-Gradients at Ebro. *Terr. Magn.* vol. XXVIII, p. 125—128.

³⁾ Observations Batavia vol. IX, appendix II, p. 12.

Zum Trübungsfaktor

Von K. Feussner und H. Friedrichs — (Mit 2 Abbildungen)

Der von F. Linke 1922 eingeführte Trübungsfaktor hat, wie eine Reihe von Veröffentlichungen verschiedener Autoren gezeigt hat, seine Verwendungsmöglichkeit und Brauchbarkeit bewiesen. So hat er sich insbesondere auf dem Gebiet der bioklimatischen und klimatologischen Forschung gut bewährt. Unter anderen verdanken wir W. Milch eine auch für die praktischen Zwecke bedeutsame Fortentwicklung des Trübungsfaktors. In seiner Arbeit „Über den Trübungsfaktor“ hat F. Lauscher (Meteorol. Zeitschr. 1930, S. 1 bis 11) es in dankenswerter Weise übernommen, den Trübungsfaktor einer eingehenden Kritik zu unterziehen, in der Absicht, etwa vorhandene Mißverständnisse zu klären. Bei einer flüchtigen Durchsicht dieses wegen seiner knappen Darstellung nicht leicht verständlichen Aufsatzes kann vielleicht der Eindruck erweckt werden, als ob hierdurch der Trübungsfaktor an Bedeutung auch für die praktische Strahlungsforschung verloren hätte, was weder den Tatsachen entspricht, noch auch in der Absicht des Verfassers gelegen hat. Wenn auch größtenteils der Aufsatz von F. Lauscher einen begrüßenswerten Beitrag zur Klärung gegeben hat, so möchten wir zu einigen Punkten Stellung nehmen. Dabei ergeben sich noch weitere Fragen, die dann durch zahlenmäßige Durchrechnungen behandelt werden.

Trotz meist gleicher oder ähnlicher Bezeichnungen verstehen die einzelnen Autoren unter der Luftmasse verschiedenes, was natürlich in hohem Maße zu Mißverständnissen und Komplikationen geführt hat. Aus diesem Grunde wollen wir zunächst die Verschiedenheit der Bedeutung auch in der Bezeichnungsweise hervorheben. Den Quotienten, der unter der Zenitdistanz z durchstrahlten atmosphärischen Schichtdicke zur Schichtdicke bei zenitalem Sonnenstand wollen wir symbolischerweise mit $\sec z$ bezeichnen. Beide Schichtdicken sind natürlich unter gleichen Verhältnissen (Druck) von der Grenze der Atmosphäre bis zum Beobachtungsort zu rechnen. Es ist also unser $\sec z$ mit dem Lauscherschen m identisch. Dies $\sec z$ hat die Dimension Eins und besitzt vorwiegend geometrischen Charakter, da es sich als unabhängig von der Höhenlage des Beobachtungsortes zeigt. Den genauen Wert entnimmt man bekanntlich der Bemporadschen Tafel (Mitteilung der Großherzoglichen Sternwarte zu Heidelberg IV, 1904), die erst bei großer Zenitdistanz merkliche Abweichungen von der Funktion $\sec z$ aufweist. Multiplizieren wir dies $\sec z$ mit dem Verhältnis der Luftdrücke b/b_0 ($b_0 = 760 \text{ mm Hg}$), so nennen wir dies Produkt in Übereinstimmung mit F. Linke die Luftmasse m (bei Lauscher m' , genannt: „wahre“ Luftmasse). Die Bezeichnung wahre Luftmasse oder kurz Luftmasse verdient dieser Begriff um so mehr, da er anschaulich in einheitlichem, vom Beobachtungsort unabhängigem Maße

angibt, wieviel Molekülen in einem engen Strahlenbündel von der Grenze der Atmosphäre bis zum Ort des Beobachters enthalten sind.

Um die Einheit der Luftmasse zu erhalten, ist hierbei zu beachten, daß die Sonnenstrahlen bei 760 mm Hg Druck zenital die Atmosphäre durchsetzen müssen, während sie bei einem Druck b mm Hg unter einem Winkel $z = \arccos b/b_0$ einfallen müssen.

Entsprechend den beiden verschiedenen Auffassungen der Luftmassen ist auch eine doppelte Bezeichnungsweise und Bedeutung der Extinktionskoeffizienten in die Literatur eingedrungen. Wir wollen die „komplexen“ Extinktionskoeffizienten für die reine, trockene Atmosphäre, wie sie F. Linke zuerst definiert und berechnet hat, bezeichnen mit A ($\sec z \cdot b/b_0$), während Lauscher sie mit a_m benennt. Da $\sec z \cdot b/b_0$ gleich unserem m ist, so können wir auch dafür $A(m)$ setzen, wobei wir, wie meist üblich, die Variablen als Argument hinter das Funktionalzeichen setzen wollen. Das Lauschersche $a_{m,b}$ würde in unserer Bezeichnungsweise folgerichtig also $A'(\sec z, b)$ zu schreiben sein. Wenn auch die Änderung der Schreibweise nur formalen Charakter hat, so scheint uns doch die Überlegenheit unserer (auch in späteren Arbeiten stets angewandten) Nomenklatur daraus hervorzugehen, daß man die Verschiedenheit der Extinktionskoeffizienten A und A' an ihren beigefügten Variablen deutlicher erkennen kann.

Wie Lauscher schon gezeigt hat, bleibt in der Gleichung

$$J(m) = J_0 \cdot e^{-A(m) \cdot m} = J_0 \cdot e^{-A'(\sec z, b) \cdot \sec z} \dots \dots \dots \quad (1)$$

der Wert des Gesamtexponenten sowohl im Falle reiner wie auch trüber Luft derselbe, einerlei, in welchem System man rechnet. Dennoch scheint uns das Linkesche System trotz formaler Gleichberechtigung wegen seiner größeren Anschaulichkeit und Einheitlichkeit [besonders bei $A(m)$] schon aus praktischen Gründen den Vorzug zu verdienen.

Da die Linkesche Definitionsgleichung lautet:

$$J_{\text{beob}} = J_0 e^{-A_{\text{beob}} \cdot m} = J_0 e^{-A(m) \cdot m \cdot T} = J_0 e^{-A'(\sec z, b) \cdot \sec z \cdot T} \dots \dots \quad (2)$$

geht hieraus ohne weiteres hervor, daß sich für T keine Unterschiede prinzipieller Art herausstellen, in welchem System man auch rechnet. Dies hat F. Lauscher in seiner Arbeit auf S. 6 streng nachgewiesen.

Einen Hauptteil der Lauscherschen Arbeit nimmt seine Untersuchung der beiden Linkeschen Definitionen ein, und es bleibt zweifellos sein Verdienst, als erster, mathematisch formuliert, auf die Unvereinbarkeit der beiden Definitionen hingewiesen zu haben. Wir wiederholen:

1. Die Linkesche Definition bei der Einführung:

T als Verhältnis der Extinktionskoeffizienten:

$$T = \frac{2.303}{A_{\text{Rayleigh}}^{(m) \cdot m}} \cdot \lg \frac{J_0}{J_{\text{beob}}} \equiv P(m) \cdot \lg \frac{J_0}{J_{\text{beob}}} = \frac{A_{\text{beob}}}{A_{\text{Rayleigh}}} \dots \dots \quad (3)$$

Gleich bei der Einführung korrigierte F. Linke seine ursprünglich erhaltenen Extinktionskoeffizienten in der Absicht, den Trübungsfaktor feuchter Luft weitgehend unabhängig von der Luftmasse zu machen; um die Extinktionskoeffizienten feuchter Luft zu bestimmen, hat Linke sich auf die Angaben von Fowle über die Zerstreuungskoeffizienten des Wasserdampfes gestützt, ohne die beträchtliche selektive Absorption des Wasserdampfes zu berücksichtigen. Aus seinen Berechnungen geht hervor, daß bei Vernachlässigung der selektiven Banden der Trübungsfaktor praktisch keinen von der Luftmasse abhängigen Gang zeigt. Aus einer demnächst erscheinenden Arbeit von Feussner und Dubois entnehmen wir, daß diese für die Verwendung so angenehme Bedingung leider nicht mehr erfüllt ist, wenn man die selektive Absorption des Wasserdampfes ebenfalls nach Fowle in die Berechnung einführt. Da die von Linke an die Extinktionskoeffizienten trockener Luft angebrachten Korrekturen nur sehr geringfügig sind, kann man wohl sagen, daß die nach dem Linkeschen und nach dem Lauscherschen System errechneten Trübungsfaktoren weitgehend den Quotienten der Extinktionskoeffizienten der beobachteten trüben Luft zu denen reiner Luft nach Rayleigh und Fowle darstellen. Die Gründe, weswegen sich geringfügige Unterschiede zwischen Linkes und Lauschers Berechnungsgang ergeben, sollen weiter unten dargelegt werden.

Lauscher benennt in seiner Arbeit diese ursprüngliche Definition als „erste Linkesche Definition“.

2. Linkes anschauliche Interpretation (von Lauscher „zweite Definition“ genannt):

T als Verhältnis der Luftmassen.

Da der Trübungsfaktor als Verhältniszahl von Extinktionskoeffizienten zwar eine physikalische Größe darstellt, aber keine große Anschaulichkeit besitzt, definierte F. Linke in weiteren Arbeiten T auch folgendermaßen:

„ T ist definiert als die Zahl der reinen, trockenen Atmosphären, die zusammen die gleiche Extinktion bewirken würden, wie die feuchte, dunstige Atmosphäre bei der Beobachtung.“ (Zeitschr. f. Geophys. 1924/25, S. 55; siehe auch Meteorol. Zeitschr. 1922, S. 161.)

Linke und Boda dachten sich offenbar nach unserer identischen Gleichung (4)

$$T \equiv \frac{A(m) \cdot m \cdot T}{A(m) \cdot m} = \frac{M}{m} \cdot \frac{A(m)}{A(m)} \equiv \frac{M}{m} \cdot \dots \quad (4)$$

das hierin vorkommende $m \cdot T$ ersetzt durch M , das die Luftmasse der reinen, trockenen Atmosphäre darstellt, die dieselbe strahlenschwächende Wirkung verursachen soll, wie die vorhandene trübe Atmosphäre von der Masse m .

Ein Blick in die Gleichung (4) zeigt nun, daß wir bei Verwandlung der Luftmasse m in die Luftmasse M auch die Extinktionskoeffizienten $A(m)$ sinngemäß verwandeln müßten in $A(M)$. Denn nur dann hätten wir die extingierende Wirkung der reinen und trockenen Atmosphäre von der Masse M richtig erfaßt. Dies ist

aber unvereinbar mit der Gleichung (4), wie auch F. Lauscher schon richtig erkannte. Es erscheint uns nicht ganz klar aus der Lauscherschen Arbeit hervorgehen, daß diese Unstimmigkeit bereits in vollem Maße im Meeressniveau auftreten muß. In unserer Darstellung der Lauscherschen Gedankengänge haben

Tabelle 1.

m	T	Konstanten nach Linke		Milch	Konstanten nach Feussner und Dubois		
		T'_G	T'_K	T'_R	T'_G	T'_K	T'_R
1	1.20	—	1.20	—	—	1.24	—
2		—	1.21	—	—	1.24	—
3		—	1.22	—	—	1.23	—
5		—	1.22	—	—	1.24	—
8		—	1.23	—	—	1.25	—
10		—	1.23	—	—	1.25	—
1	1.50	1.65	1.50	1.75	1.60	1.58	1.50
2		1.70	1.57	1.72	1.68	1.60	1.52
3		1.72	1.60	1.70	1.77	1.60	1.53
4		1.74	1.58	1.68	1.86	1.62	1.54
5		—	1.58	1.67	1.93	1.63	1.54
6		—	—	—	2.02	1.63	1.56
7		—	—	—	2.11	1.64	1.60
8		—	—	—	—	1.64	—
1	2.00	2.36	2.05	2.60	2.25	2.15	2.00
2		2.50	2.17	2.50	2.50	2.20	2.05
3		2.55	2.20	2.50	2.82	2.28	2.07
4		2.59	2.20	2.38	3.10	2.32	2.10
5		—	2.21	2.23	—	2.32	2.16
1	2.50	3.20	2.60	3.45	2.95	2.75	2.50
2		3.37	2.80	3.35	3.55	2.97	2.60
3		3.47	2.85	3.20	4.17	3.00	2.63
4		(3.56)	2.86	3.08	—	3.05	2.73
5		—	—	(3.06)	—	3.07	2.80
1	3.00	4.05	3.25	4.85	3.75	3.45	3.05
2		4.37	3.45	4.20	4.80	3.61	3.12
3		4.53	3.53	3.95	—	3.73	3.27
4		—	—	—	—	3.80	3.39
1	5.00	—	—	—	—	—	5.20
2		—	—	—	—	—	5.62
2.5		—	—	—	—	—	5.76
1	8.00	—	—	—	—	—	8.70
1.5		—	—	—	—	—	9.33

wir dank der Verwendung der Linkeschen wahren Luftmassen $m = \sec z \cdot b/b_0$ keinerlei Voraussetzung über das betrachtete Niveau zu machen brauchen.

Es dürfte nun interessant und wichtig sein, nicht nur die Unvereinbarkeit der beiden Definitionen mathematisch streng nachgewiesen zu haben, sondern auch in einer Tabelle zahlenmäßig den Grad der Abweichung festzustellen.

Aus der Gleichung (4) folgt, daß wir die zweite Definition nur dann folgerichtig anwenden können, wenn wir, wie schon erwähnt, die $A(m)$ durch die $A(M)$ ersetzen. Errechnen wir nun nach der Gleichung (5):

$$T \equiv \frac{A(m) \cdot m \cdot T}{A(m) \cdot m} = \frac{A(M') \cdot M'}{A(m) \cdot m} \equiv \frac{A(M')}{A(m)} \cdot T' \quad \dots \quad (5)$$

und nach der Gleichung (5a)

$$\frac{M'}{m} \equiv T' \neq T = \frac{M}{m} \quad \dots \dots \dots \quad (5a)$$

den streng von dieser Definition geforderten Trübungsfaktor $T' \neq T$, so erhalten wir die Werte unserer Tabelle 1.

Tabelle 1 zeigt, daß bei konstant angenommenem T das errechnete T' eine Funktion der Luftmasse ist, was auch aus der Gleichung (5) mathematisch folgt, weil die $A(m)$ erfahrungsgemäß keine lineare Abhängigkeit von m aufweisen.

Die Werte T' ergeben sich sehr einfach nach folgendem graphischen Schema, wobei keinerlei besondere Voraussetzungen über die Art der Funktion $A(m)$ nötig sind. Tragen wir nämlich graphisch als Ordinate $A(m) \cdot m$, als Abszisse m auf, so erhalten wir eine schwach gekrümmte Kurve. Multiplizieren wir nun den zu einem bestimmten m_1 gehörigen Wert $A(m_1) \cdot m_1$ mit dem üblich berechneten T_1 und gehen mit diesem neuen Wert als Ordinate in die Kurve ein, so erhalten wir den hierzu gehörigen Abszissenwert M' , wie es in der beiliegenden schematischen Zeichnung ausgeführt ist. Der Quotient M'/m ist dann das neue T' der zweiten Definition.

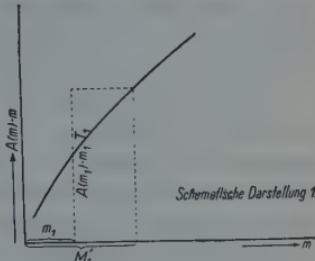


Fig. 1

Zur Tabelle 1 möchten wir noch bemerken, daß wir außer dem Gesamttrübungsfaktor $T = T_G$ noch die Trübungsfaktoren der Rotstrahlung (vom Rotfilter Schott und Gen. Jena, Nr. 4512 durchgelassene Strahlung) T_R sowie der Linkeschen Kurzstrahlung T_K in den beiden folgenden Spalten angeführt haben. Der Vollständigkeit halber sind ferner in den letzten Spalten die Trübungsfaktoren zum Vergleich hinzugefügt worden, wie sie sich aus der Berechnung mit neuen, jetzt gültigen Extinktionskoeffizienten der Rayleighschen Atmosphäre ergeben. Diese Konstanten sind von Feussner und Dubois berechnet worden auf Grund neuerer und zuverlässigerer Messungen der amerikanischen Forscher Abbot, Aldrich, Fowle u. a. Es soll hier nur auf die demnächst erscheinende Arbeit in Gerlands Beitr. z. Geophys. verwiesen werden. Die neuen, hier verwandten Extinktionskoeffizienten der Gesamtstrahlung sind übrigens fast identisch mit den von Kastrow auf etwas anderem Wege gefundenen Werten.

Aus der Tabelle 1 scheint uns vor allem hervorzugehen, daß die zweite Definition des Trübungsfaktors nur bei geringem Trübungssgrad in erster Annäherung

gilt. Aber bei dem am meisten verwandten T_G in den am häufigsten vorkommenden Bereichen (zwei bis drei) kann auch von einer angenäherten Erfüllung schwerlich die Rede sein. Besser schneiden naturgemäß Trübungsfaktoren über Teile des Spektrums ab, weil bei ihnen die Änderung der spektralen Verteilung beim Durchstrahlen variabler Schichtdicken sich nicht so stark bemerkbar macht. So kommt es, daß namentlich für T_K nach den alten wie nach den neuen Konstanten die zweite Definition sich als brauchbare Annäherung erweist. Daß die T_R , die mit Hilfe der Milchschen Konstanten berechnet wurden, so starke Abweichungen und anomales Verhalten gerade bei kleinen Luftmassen zeigen, hat seinen Grund darin, daß diese T_R nicht mehr die erste Definition erfüllen, also im Grunde keine eigentlichen Trübungsfaktoren mehr darstellen. Auch hierauf wird in der schon erwähnten späteren Arbeit näher eingegangen werden.

Letzten Endes liegt die gegenseitige Unvereinbarkeit der beiden Definitionen nur an der Breite der verwandten Spektralbereiche; da für monochromatisches Licht der spektrale Extinktionskoeffizient $a(\lambda)$ keine Funktion von m mehr ist, gelten jetzt die beiden Definitionen nebeneinander. Gerade der Umstand, daß bei den Teilstrahlungstrübungsfaktoren die beiden Definitionen in erster Annäherung verwendbar sind im Gegensatz zum T_G , läßt erkennen, daß hier wie auch sonst eine Trennung der beiden unabhängigen Variablen λ und m immer zur Klärung und Vereinfachung der Probleme führen muß.

Frühere Anwendungen der zweiten Linkeschen Definition. Da nach den Berechnungen des vorigen Kapitels die zweite Definition ihre allgemeine und unbeschränkte Gültigkeit verloren hat, sind noch einige Betrachtungen über frühere Anwendungen nötig. Wenn auch F. Lauscher in seiner zitierten Arbeit diese Fragen schon kritisch behandelt, so scheint uns trotzdem zur Vermeidung von Mißverständnissen eine kurze Betrachtung wünschenswert zu sein.

Wohl als erster hat F. W. P. Götz (Strahlungsklima von Arosa), gestützt auf die zweite anschauliche Definition, eine Fortentwicklung dieses Begriffes vorgenommen. Hervorzuheben ist hierbei, daß Götz betont:

„Der Trübungsfaktor gibt an, wieviel mal höher als die getrübte Atmosphäre eine sie ersetzende vollkommen reine über dem Beobachtungsort anstehen würde.“ Dies ist wohl nicht immer genügend beachtet worden. Um eine bessere Vergleichbarkeit der verschiedenen Trübungsfaktoren in den verschiedenen Höhenlagen zu erreichen, multipliziert er nun T mit b/b_0 . Diese Größe sieht Götz mit Recht nicht mehr als Trübungsfaktor an, der etwa der Linkeschen Definitionsgleichung genügen könnte, was aus seinem Wortlaut klar hervorgeht: „Man erhält die Höhe eines als ungetrübt einheitlich strahlungsschwächend gedachten Luftsmeeres, wie es über den verschiedenen Orten ansteht.“

Die zuletzt gegebene Definition von Götz gilt natürlich ebensowenig wie die zweite Linkesche Definition, da das von Götz verwandte T kein Schichtdickenverhältnis darstellt. Hätte Götz statt T nun T' verwandt, so würde seine Definition in Strenge gelten. Es würde nämlich die Gesamttextinktionswirkung der

vorhandenen trüben Atmosphäre sein gleich $A_{\text{beob}} \cdot \sec z \cdot b/b_0$, die wir gemäß Gleichung (5) auffassen können als Extinktionswirkung von ideal reiner Luft der Masse M' , also

$$A_{\text{beob}} \cdot \sec z \cdot b/b_0 = A_{\text{Rayleigh}}(M') \cdot M' = \ln \frac{J_0}{J_{\text{beob}}} \dots \dots \quad (6)$$

Beziehen wir diese Masse M' auf die vorhandene Luftmasse $m = \sec z \cdot b/b_0$, so erhalten wir ja definitionsgemäß T' ; beziehen wir sie auf $\sec z$ (Luftmasse im Meeresniveau bei gleicher Zenitdistanz), so würden wir eine Größe erhalten, der die Götzsche Definition der „Höhe (H) des homogenen Luftmeeres“ streng genügt. H würde also sinngemäß definiert durch die Gleichung (7)

$$H = \frac{M'}{\sec z} \equiv \frac{M' b/b_0}{\sec z \cdot b/b_0} = T' b/b_0 \dots \dots \quad (7)$$

Es würde vielleicht von einem theoretischen Interesse sein, einen einfachen Berechnungsgang dieser Größe H kurz anzudeuten. Aus der Gleichung (6) folgt die eindeutige Zuordnung der Werte I_0/I_{beob} zu M' . Wir können also in einer graphischen Darstellung (vgl. schematische Skizze 2) J_{beob}/J_0 gleich $f(M')$ das zugehörige M' aufsuchen. Verbunden mit dieser Zeichnung könnte man mittels einer projektiven Darstellung über $\sec z$ oder, was noch einfacher und praktischer wäre, über die Zenitdistanz direkt $H = M'/\sec z$ finden. Analog könnte man T' ermitteln.

Wenn auch die Größe H richtige Werte der von Götz aufgestellten Definition liefert und trotz ihrer großen Anschaulichkeit und Verwendungsmöglichkeit gerade für klimatologische Zwecke keinerlei praktische Berechnungsschwierigkeiten macht, so können wir uns doch nicht dazu entschließen, ihre Verwendung zu empfehlen: Denn es könnte durch die Einführung dieses neuen Systems die Übersichtlichkeit und Vergleichsmöglichkeit mit den anderen Systemen sehr erschwert und womöglich eine neue Ursache für weitere Mißverständnisse geschaffen werden. Eine andere Möglichkeit, die Trübungen verschiedener Niveaus in einheitlichem Maße zu vergleichen, wird in der zitierten Arbeit von Feussner und Dubois dargelegt.

Ganz analog wie Götz rechnet C. Dorno nach dem Linkeschen Berechnungsschema die Trübungs faktoren aus. Daß er hierbei die wahren Luftmassen und nicht, wie man aus der Arbeit von F. Lauscher entnehmen kann, die $\sec z$ verwendet, geht eindeutig aus seinen angeführten Beispielen (Grundzüge des Klimas

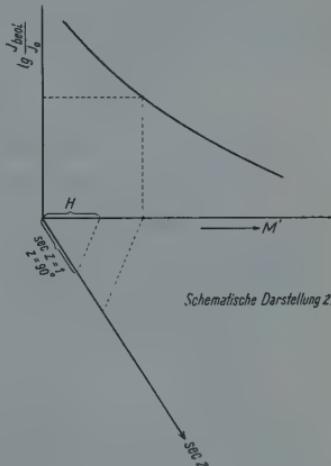


Fig. 2

von Muottas-Muraigl, S. 30) hervor*). Auch er multipliziert wie Götz die Trübungsfaktoren mit dem Luftdruckverhältnis. Leider ist er in der Wahl seiner Bezeichnungsweise weniger glücklich wie Götz, indem er T als „auf das Atmosphäregewicht von 760 mm Hg“ und $|T| \cdot b/b_0$ als „auf das Atmosphäregewicht des Beobachtungsortes bezogen“ benennt. Eine Vertauschung der Bezeichnungsweisen erscheint uns nicht unangebracht zu sein. Hierdurch mag wohl bei Lauscher die irrtümliche Ansicht entstanden sein, daß C. Dorno so gerechnet hätte, „als ob sein Beobachtungsort im Meeressniveau läge“. Somit ist auch folgerichtig der Lauschersche Abänderungsvorschlag sowie seine Kritik über C. Dorno hinfällig. Da sich C. Dorno in gleicher Weise wie Götz auf die zweite Definition stützt, so gilt auch für ihn das oben Bemerkte.

Die Kritik von F. Lauscher über die von O. Hoelper benutzten wirklichen „Koeffizienten der molekularen Extinktion“ ist anscheinend, wie eine Nachrechnung ergibt, berechtigt. Inwieweit die Hoelperschen weiteren Ergebnisse hiervon betroffen werden, soll hier nicht näher untersucht werden.

In seinen zahlenmäßigen Beispielen zeigt F. Lauscher richtig die Unterschiede zwischen den beiden Definitionen, jedoch nur bei einer gleichzeitigen Änderung des Niveaus, während wir in Tabelle 1 ausführlich die zutage tretenden Unterschiede in ein und demselben Niveau und sogar bei gleicher Luftmasse nachweisen konnten.

Tabelle 2. Extinktionskoeffizienten.

$m = b/b_0 \sec z$	1	2	3	4	6	8	10
Nach Linke korrig..	0.128	0.112	0.102	0.095	0.086	0.079	0.074
Nach Linke unkorrig.	0.123	0.112	0.103	0.095	0.085	0.077	0.071
Nach Lauscher 500 mm Hg **)	0.124	0.110	0.100 _s	0.093 _s	0.083 (0.074 _s)	(0.068 _s)	
$A(m)$ Linke korrig.	• • •	1.03 ₁	1.01 ₈	1.01 ₂	1.01 ₃	1.03 ₈ (1.06 _R)	(1.07 _s)
$A(m)$ Lauscher 500 mm Hg							
Nach Hoelper 670 mm Hg . . .	0.122	0.108	0.099	0.092 (0.082)	—	—	
$A(m)$ Linke korrig.	• • • • •	1.04 ₈	1.03 ₆	1.03 ₀	1.03 ₂ (1.04 _s)	—	—
$A(m)$ Hoelper							

Hinsichtlich des Lauscherschen Systems zur Berechnung von Trübungsfaktoren möchten wir uns folgende Bemerkung gestatten: Während Lauscher mit Recht die formale Gleichberechtigung der beiden Berechnungsmethoden nach Linke und nach Lauscher mathematisch beweist, treten in der Praxis doch kleine zahlenmäßige Unterschiede auf. Der Grund hierfür liegt einmal darin, daß Lauscher die unkorrigierten spektralen Extinktionskoeffizienten von Linke

*) Der Trübungsfaktor 1.442 vom 25. Januar 1924, 12 Uhr 21 ist offensichtlich durch einen Druckfehler entstellt.

**) Die Umrechnung geschah nach der folgenden Formel:

$$A'(\sec z, 500 \text{ mm Hg}) \cdot \sec z = A\left(\sec z \cdot \frac{500}{760}\right) \cdot \sec z \cdot \frac{500}{760} \neq A\left(\sec z \cdot \frac{500}{760}\right) \cdot \sec z \cdot \frac{500}{760}.$$

verwendet; zweitens wird von ihm vernachlässigt, daß eigentlich seine Formel für die Transformation spektraler Extinktionskoeffizienten nur für ganz enge Spektralbereiche Gültigkeit hat. Die von Linke angeführten Extinktionskoeffizienten sind bereits Mittelwerte über beträchtliche Spektralbereiche ($\Delta\lambda = 200 \text{ m}\mu$) auch in dem Gebiet, wo die Hauptintensität des Sonnenspektrums und gleichzeitig größere Änderungen der Werte der molekularen Extinktion liegen. In Tabelle 2 haben wir einen Vergleich der Extinktionskoeffizienten aufgestellt. Die auftretenden Unterschiede dürften im allgemeinen zwischen Linke und Lauscher keine wesentliche Störung verursachen.

In Tabelle 9 seiner Arbeit gibt Lauscher Werte der Gesamtstrahlung für die Sonnenhöhe 3° bis 0° . Da er nicht angegeben hat, wie die Berechnung des hierin vorkommenden Zustandes gekommen ist, nehmen wir wohl mit Recht an, daß die letzten Werte, besonders die bei kleineren Sonnenhöhen als 1° , durch Extrapolation gewonnen wurden. Da Lauscher anschließend gerade diese Werte in einem mathematisch folgerichtig durchgeführten Beispiel anwendet, so muß er ihnen einen gewissen Wert beigelegt haben. Aus physikalisch-meteorologischen Gründen müssen wir hiergegen doch starke Bedenken erheben. Ist schon bei geringen Sonnenhöhen bis zu 1° die Bestimmung der Luftmassen reiner Atmosphären wegen der Variation des vertikalen Dichtegradienten nicht exakt für alle Zustände gültig (siehe z. B. Bemporad, l. c.), so dürften die Schwierigkeiten, die Luftmassen zu bestimmen — selbst bei reiner Luft —, sich erheblich vergrößern, und es würden den herrschenden Verhältnissen entsprechend sich jeweils verschiedene Werte ergeben. Wahrscheinlich ist wohl auch die Refraktion, die bei Sonnenuntergang etwa 0.5° beträgt, bei der Berechnung außer acht gelassen worden.

Bei der Betrachtung einer trüben Atmosphäre gestaltet sich die Lage noch viel schwieriger. Zunächst dürfte T sicherlich besonders bei so hoher Luftmassenzahl und Luftmassenänderung, wie sie bei der Sonnenhöhe von 0.5° bis 0.0° eintreffen, nicht mehr, wie Lauscher es annimmt, als konstant angesehen werden. Es war bisher die berechtigte Annahme üblich, daß der Trübungsfaktor konstant wäre, solange trübende Massen (Wasserdampf) proportional mit den vorhandenen durchstrahlten Luftmassen sich verändern, d. h. daß die Masse des durchstrahlten Wasserdampfes bis auf einen konstanten Faktor der Bemporadschen Funktion gehorcht. Diese Annahme trifft wohl oberhalb einer mäßig hohen Sonnenhöhe zu, wird aber bei extrem niedrigen Sonnenhöhen nicht mehr erfüllt sein. Ist doch der vertikale Gradient des Wasserdampfdruckes schon im Mittel ein wesentlich anderer als der des Luftdruckes, so daß eine ähnliche Betrachtung, wie sie Bemporad angestellt hat, zu einer anderen Funktion für den Wasserdampf führen müßte. Außerdem können hierbei Einwirkungen von Luftspiegelungen, Vor kondensationen, wie sie leicht vorkommen, eine rechnerische Betrachtung unmöglich machen. Schließlich dürfte im allgemeinen bei so niedrigen Sonnenhöhen ein meist vorhandener horizontaler Trübungsgradient von unbekannter Größe sehr störend einwirken. So können wir zu dem Ergebnis gelangen, daß die

mathematische Anwendung von F. Lauscher den wahren Vorgang nicht wiedergeben kann.

Ångström- und Smithonianskala und Trübungsfaktor. Bekanntlich bestehen in der Strahlungsforschung nebeneinander zwei Normalskalen, in denen die Energie der Sonnenstrahlung ausgedrückt wird. Aus Vergleichsmessungen von W. Marten (Meteorol. Zeitschr. 1922, S. 342) geht hervor, daß das Kompensationspyrheliometer von Ångström zu niedrigeren Strahlungswerten führt als das Silverdisk-Pyrheliometer von Abbot. Und zwar ist nach Marten:

$$\frac{J_{\text{Smithonian}}}{J_{\text{Ångström}}} = 1.034 \dots \dots \dots \quad (8)$$

Bezieht man den Wert der Solarkonstanten und den Wert der beobachteten Strahlung auf dasselbe System, so bleibt natürlich der Wert des Trübungsfaktors ungeändert. Wir haben nun die Korrekturen ausgerechnet, die an dem Trübungsfaktor additiv anzubringen sind, falls irrtümlich bei der Berechnung Solarkonstante und beobachtete Strahlungswerte in verschiedenen Systemen ausgedrückt sind. Es ist nach Gleichung (9)

$$T_{\text{wahr}} = P(m) \lg \frac{J_0 \text{ Smithonian}}{J_{\text{beob Smithonian}}} = P(m) \lg \frac{J_0 \text{ Ångström}}{J_{\text{beob Ångström}}} \dots \quad (9)$$

und nach Gleichung (10)

$$T_{\text{wahr}} \neq P(m) \lg \frac{J_0 \text{ Smithonian}}{J_{\text{beob Ångström}}} = T_{\text{falsch}} \dots \dots \dots \quad (10)$$

wobei wir annehmen wollen, daß der Beobachter fälschlich die Solarkonstante der Smithonianskala, die beobachteten Werte fälschlich der Ångströmskala entnommen hätte. Aus Gleichung (9) und (10) folgt Gleichung (11) und (11a):

$$\left. \begin{aligned} T_{\text{falsch}} - T_{\text{wahr}} &= P(m) \lg \frac{J_0 \text{ Smithonian}}{J_0 \text{ Ångström}} = P(m) \lg 1.034 \\ &= + 0.0145 P(m) = - \Delta T \end{aligned} \right\} \quad . \quad (11)$$

$$T_{\text{wahr}} = T_{\text{falsch}} - 0.0145 P(m) \equiv T_{\text{falsch}} + \Delta T \dots \quad (11a)$$

Sollte also der Fall eingetreten sein, daß irgendeinmal eine Vermengung beider Systeme stattgefunden hat, so lassen sich die Trübungsfaktoren leicht auf die wahren Werte zurückführen. Die Korrekturen ΔT sind als Funktion der wahren Luftpresse für Gesamt-, Kurz- und Rotstrahlung in Tabelle 3 wiedergegeben.

Tabelle 3. Korrekturen, gültig für den Faktor 1.034.

$m = b/b_0 \sec z$	0.5	1	2	3	4	6	8	10	12	15
$-\Delta T_G$	0.463 0.667	0.261 0.348	0.149 0.187	0.109 0.196	0.087 0.109	0.065 0.083	0.053 0.070	0.045 0.061	0.040 0.055	0.034 0.049
$-\Delta T_K$	0.383 0.973	0.177 0.141	0.093 0.076	0.065 0.053	0.050 0.041	0.035 0.039	0.027 0.023	0.023 0.019	0.019 0.017	0.016 0.014
$-\Delta T_R$	0.918 (3.760)	0.536 1.798	0.318 0.888	0.235 0.591	0.190 0.445	0.138 0.306	0.109 0.236	0.091 0.190	0.078 0.164	0.065 0.134

Der Vollständigkeit halber sind in der Tabelle 3 immer in der zweiten Zeile (kleine kursiv gedruckte Ziffern) noch die Korrekturen angeführt, wie sie aus den neuen von Feussner und Dubois errechneten Extinktionskoeffizienten sich ergeben würden. Aus der Tabelle 3 kann man weiterhin deutlich erkennen, daß der Fehler in der Bestimmung der Trübungsfaktoren zu recht beträchtlicher Größe bei kleinen Schichtdicken anwachsen kann, während der Einfluß bei großer Luftmasse bedeutend kleiner ist.

Unser Beobachter würde also in diesem Falle auch bei ideal reiner Luft nie den Wert $T = 1$ erreichen können, ja es würde ihm sogar ein beträchtlicher Gang des fälschlich errechneten T beim Durchlaufen verschiedener Luftmassen vorgetäuscht werden. Bei hohem Trübungszustand der Luft ist, prozentual betrachtet, der Fehler (ΔT) geringer, außerdem spielt der vorgetäuschte Gang nicht mehr diese Rolle.

Ein ganz ähnliches Verhalten des Trübungsfaktors tritt ein in dem noch unwahrscheinlicheren Falle, daß die Solarkonstante in der Ångströmskala, die beobachteten Strahlungswerte in der Smithomianskala verwendet wurden. Dann müßten die fälschlich berechneten T_{falsch} um dieselben Korrektionswerte vergrößert werden.

Eichungsfehler und Trübungsfaktor. Ganz analog müßte man verfahren, wenn sich bei der Nacheichung eines Aktinometers herausstellen sollte, daß sämtliche Strahlungswerte mit einem Korrektionsfaktor zu multiplizieren sind, einerlei, in welcher Skala die Berechnung von T konsequent durchgeführt wurde. Im allgemeinen werden solche Korrektionsfaktoren wenige Prozente nicht überschreiten, und man kann gemäß Gleichung (11) die ΔT proportional den prozentual anzubringenden Korrekturen des Aktinometers setzen, wobei auch auf das Vorzeichen zu achten ist: Vergrößerung der Strahlungswerte (Korrektionsfaktor größer als 1) muß eine Verringerung des Trübungsfaktors (ΔT negativ) zur Folge haben.

Tabelle 4. ΔT gültig für den Korrektionsfaktor: $C_1 = 1.01$.

$m = b/b_0 \text{ sec } z$	0.5	1	2	3	4	6	8	10	12	15
$-\Delta T_G$	0.138 0.199	0.078 0.102	0.044 0.054	0.032 0.040	0.026 0.032	0.019 0.024	0.016 0.021	0.013 0.018	0.012 0.016	0.010 0.015
$-\Delta T_K$	0.114 0.081	0.053 0.049	0.028 0.033	0.019 0.016	0.015 0.012	0.010 0.009	0.008 0.007	0.007 0.006	0.006 0.005	0.005 0.004
$-\Delta T_R$	0.273 1.190	0.158 0.536	0.095 0.265	0.070 0.176	0.056 0.133	0.041 0.091	0.032 0.070	0.027 0.057	0.023 0.049	0.019 0.040

In Tabelle 4 sind diese aus einer Erhöhung der Strahlungswerte um 1% (Korrektionsfaktor ist $C_1 = 1.01$) sich ergebenden Änderungen der Trübungsfaktoren berechnet. Allgemein gilt: $(\Delta T)C_n = (C_n - 1) \cdot (\Delta T)_{C_1} \cdot 100$, für den Korrektionsfaktor $C_n = 1 + \frac{n}{100}$.

Das gleiche Verfahren kann man auch anbringen, wenn schon Mittelwerte der Trübungsfaktoren vorhanden sind, jedoch nur dann, wenn die Mittelung nicht zu gleicher Ortszeit, sondern bei gleicher Luftmassenzahl vorgenommen wurde.

Ähnliche Betrachtungen stellte auch F. Lauscher an, indem er aus einem anomalen Gang des täglichen Trübungsfaktors auf die Richtigkeit der beobachteten Intensitätswerte bzw. des Eichfaktors seines Instrumentes schließen zu können glaubt. Seine Annahme eines konstanten Trübungsfaktors*) bei Verwendung von richtigen Intensitätswerten ist nach den zitierten Untersuchungen von Feussner und Dubois keineswegs streng erfüllt. Gerade bei Beobachtungen in nur wasserdampfhaltiger, staubfreier Luft zeigt wegen der selektiven Absorption des Wasserdampfes bei konstanten meteorologischen Verhältnissen der Trübungsfaktor eine scheinbare Abhängigkeit von der durchstrahlten Luftmasse („virtueller Gang“). Man kann daher den Lauscherschen Vorschlag nur mit entsprechender Vorsicht anwenden*).

Unsere Tabelle 4 kann natürlich in gleicher Weise angewandt werden bei tatsächlichen Schwankungen der Solarkonstanten, wobei wir die Frage offen lassen wollen, ob nicht die kurzperiodischen Änderungen der Solarkonstanten nach einem Gedanken von F. Linke nur durch atmosphärische Trübungen hervorgerufen sein könnten.

Aus der Tabelle 4 kann man ersehen, daß schon kleine Änderungen der durchgelassenen Intensität bei Verwendung eines Rotfilters bereits beträchtliche Variationen des Trübungsfaktors im Gefolge haben müssen. Insbesondere hervorzuheben ist, daß der Gang des Trübungsfaktors in erheblichem Maße entstellt werden kann. Schon eine fehlerhafte Gesamtdurchlässigkeitsbestimmung von 1%, wie sie sehr leicht entstehen kann, beeinflußt, wie aus der Tabelle ersichtlich, den Trübungsfaktor sehr merklich. Wenn auch nach einer Arbeit von W. Kaempfert [Gerlands Beitr. z. Geophys. 23, 209 (1929)] die Abhängigkeit der Gesamtdurchlässigkeit von der Filterdicke bestimmt wurde, so muß man doch bedenken, daß Filter gleicher Dicke, aber verschiedenen Gusses Abweichungen in der Größenordnung von 1% haben können.

Da die Kurzstrahlung K als Differenzstrahlung der Gesamt- und Rotstrahlung definiert ist, so wirken sich diese Verschiedenheiten beim Trübungsfaktor mit entgegengesetztem Vorzeichen aus.

Hieran anschließend erscheint es uns wünschenswert, noch eine Erklärung für die in den Tabellen auftretende Tatsache zu geben, daß die Fehler des Trübungsfaktors bei gleicher prozentualer Intensitätsänderung in steigendem Maße bei abnehmender Luftmasse auftreten.

Bei der Bestimmung des Trübungsfaktors geht der Extinktionskoeffizient der vorhandenen trüben Atmosphäre ($A_{\text{b} \text{ao}}$), bezogen auf die Luftmasseneinheit, in den Berechnungsgang ein. Kleine Fehler der beobachteten Intensität bzw. der bei der Berechnung benutzten Solarkonstanten, oder in beiden Größen zugleich

*) Siehe auch Linke und Boda, Meteorol. Zeitschr. 1922, S. 161.

auftretende Fehler, ändern das Verhältnis J_{beob}/J_0 . Nun werden diese Fehler im Extinktionskoeffizienten sich ungefähr umgekehrt verhalten wie die zugehörigen Luftmassen selbst. Mathematisch folgt dies sehr einfach aus der Variation der Gleichung (3) in Gleichung (12)

$$\frac{1}{A(m)m} \cdot \frac{J_{\text{beob}}}{J_0} \cdot \delta \left(\frac{J_0}{J_{\text{beob}}} \right) = \delta T \quad \dots \dots \dots \quad (12)$$

wobei noch bei Betrachtung größerer Spektralbereiche die Variation von $A(m)$ mit m und der Quotient J/J_0 in schwachem Maße entgegenwirkt.

Zusammenfassend sei unsere Ansicht dahin ausgesprochen, daß die ursprüngliche Linkesche Definition praktisch in jedem Niveau Gültigkeit für die Trübungsfaktoren der Gesamtstrahlung und der Kurzstrahlung besitzt. Die von F. Lauscher zuerst erhobenen Einwände gegen die allgemeine Gültigkeit der als Interpretation gedachten zweiten Linkeschen Definition (T als Schichtdickenverhältnis) sind berechtigt. Deshalb kann die zweite Definition für die Gesamtstrahlung nur bei kleinem Trübungsgrad in erster Annäherung aufrecht erhalten werden, während sie für die Kurzstrahlung eine brauchbare Annäherung darstellt und bei Betrachtung engster Spektralbereiche streng erfüllt ist. Da infolge der neueren Arbeiten der amerikanischen Forscher auf dem Gebiete der atmosphärischen Extinktion und der extraterrestrischen Sonnenstrahlung neue Werte der Extinktionskoeffizienten sich ergeben haben, sind die bisherigen Berechnungen und Konstanten einer merklichen Änderung [etwa 25% bei $A(m)$] zu unterwerfen, wozu unter anderen die Lauscherschen Tabellen 1 bis 6 und 9 gehören; in einer anderen Arbeit soll hierauf demnächst eingegangen werden.

Frankfurt a. M., Meteorol.-Geophysik. Institut, 15. März 1930.

Temperature changes between Torsion balance readings in the State of Texas

Von Sidon Harris

It was the purpose of this investigation to determine the magnitudes of the temperature changes between readings of torsion balances in the state of Texas throughout the entire year. The data are taken from torsion balance survey sheets for Suess instruments operated by the Humble Oil and Refining Co. The period of investigation extends from September 1926 to February 1930.

The state was divided into three areas for the sake of comparison. These areas are taken as West Texas, Central Texas, and the Gulf Coast. A total of 6.767 readings were tabulated in West Texas, while a total of 2.273 were taken from

Central Texas, and 5.759 were recorded from readings made in the Gulf Coast region of Texas. This gives a total of 14.799 readings.

The table shows the percentage of readings falling within the indicated increments. For comparative purposes, each area was considered separately with the readings tabulated according to the season of the year in which they were taken.

It will be observed from the table that the Gulf Coast gives the largest percentage of small increments throughout the year; and that, in general, winter increments are smaller than summer increments.

Temperature Increment in Degrees Centigrade.

Area	Season	0—0.5	0.5—1.5	1.5—2.5	2.5—3.5	3.5—4.5	4.5—6.5	6.5
West Texas:	Spring . . .	23.78	43.0	20.8	8.43	2.56	1.23	0.2 %
	Summer . . .	22.33	44.1	23.6	6.05	1.81	2.11	0.0 %
	Fall . . .	22.86	35.5	23.3	9.70	5.21	3.16	0.27 %
	Winter . . .	30.32	39.3	16.0	6.45	3.76	2.34	1.88 %
West Texas:	Average . . .	26.30	39.8	19.5	7.70	3.62	2.17	0.91 %
Central Texas:	Fall . . .	27.95	41.2	18.2	7.78	3.41	1.46	0.00 %
	Winter . . .	31.70	40.0	18.0	7.14	1.93	1.02	0.21 %
Central Texas:	Average . . .	30.96	40.2	18.1	7.26	2.20	1.10	0.18 %
Gulf Coast	Summer . . .	11.25	35.1	25.8	19.7	6.57	1.10	0.38 %
	Fall . . .	38.44	35.0	15.85	6.38	2.62	1.51	0.20 %
	Winter . . .	50.64	34.7	9.10	3.68	0.88	0.48	0.52 %
Gulf Coast:	Average . . .	42.56	34.8	13.40	5.83	2.04	1.05	0.35 %
State of Texas:	Average . . .	33.28	38.0	16.83	6.93	2.79	1.58	0.59 %

Considering the average values for the entire investigation, it may be stated that roughly 90% of the readings give temperature increments smaller than 2.5 degrees Centigrade; or, in other words, in 90% of the readings, the temperature changed less than 2.5 degrees Centigrade in forty minutes. It is apparent from these results that any geo-physical instrument whose reading is affected by temperature changes must be designed to stand a break of 8 degrees Centigrade in 40 minutes to be of practical use in Texas.

Humble Oil and Refining Co., Houston, Texas, Febr. 26, 1930.

Über isostatische Schwereanomalien und deren Beziehung zu den totalen Anomalien

Von Heinrich Jung, Göttingen — (Mit 2 Abbildungen)

Das isostatische Prinzip, das den von E. A. Ansel eingeführten isostatischen Anomalien zugrunde liegt, wird einer genaueren Betrachtung unterzogen und den bekannten isostatischen Reduktionen, insbesondere der Hayfordreduktion gegenübergestellt. Ferner wird der Gültigkeitsbereich der von Ansel errechneten Beziehung $\frac{\Delta g_{is}}{\Delta g'_0} = \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'}$ näher untersucht.

Da in der Literatur der letzten Jahre unter der Bezeichnung „isostatische Reduktion“ die verschiedensten Schwerereduktionen verstanden werden, sofern diese nur in irgendeiner Weise das Isostasieprinzip berücksichtigen, ist es nicht zu verwundern, daß hie und da Mißverständnisse und Verwechslungen vorkommen und zu Verwirrungen Anlaß geben können.

Bei der Durchsicht der Literatur fiel mir auf, daß eine von E. A. Ansel errechnete Beziehung zwischen isostatischen und totalen Schwereanomalien:

$$\frac{\Delta g_{is}}{\Delta g'_0} = \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} \quad \dots \dots \dots \quad (A)$$

worin ϱ' die Dichte des subkrustalen Materials und ϱ die mittlere Dichte der betrachteten Erdscholle bedeutet, als allgemein gültig für alle Arten von isostatischen Anomalien angeführt wird *), obwohl sie, wie unten auseinandergesetzt werden soll, für eine Reihe von isostatischen Anomalien keine Gültigkeit besitzt. Dieser scheinbare Widerspruch hat seine Ursache darin, daß Ansel selbst eine isostatische Reduktion eingeführt hat **), die — wenigstens bei anisostatischer Lage der betrachteten Erdscholle — unter anderen Gesichtspunkten entwickelt ist als die bekannten isostatischen Reduktionen, und daß Ansel aus bestimmten Gründen diese Reduktionen nicht als „isostatisch“ anerkennt. Das oben erwähnte Mißverständnis liegt daher nicht bei Ansel, sondern bei denjenigen, die die Anselsche Formel (A) übernehmen, ohne sich über das isostatische Prinzip, das ihr zugrunde liegt, klar zu sein.

Angesichts dieser und ähnlicher Mißverständnisse scheint es mir angebracht, die Verhältnisse noch einmal klarzulegen.

*) Z. B. bei Johannes Wilhelm: Beitrag zur Frage der Bewertung der verschiedenen Schwerkörderungen. Abh. d. Preuß. Geol. Landesanst., N. F., Nr. 110, S. 22.

**) Zeitschr. f. Geophys. 2, 209ff. und Lehrb. d. Geophys. (herausgegeb. von B. Gutenberg), Abschn. II.

Die Beziehung (A) ist zunächst, wie man leicht sieht, nicht anwendbar auf die bekannten Hayfordanomalien. Diese sind bekanntlich in starkem Maße abhängig von der Ausgleichstiefe, die in (A) gar nicht auftritt. Besonders kraß tritt dies in Erscheinung bei den totalen Anomalien, die als Grenzfall der Hayfordanomalien angesehen werden können (nämlich mit der Ausgleichstiefe Null) und somit ebenfalls Anspruch auf die nun sicher unrichtige Beziehung (A) erheben dürften, wenn diese auf die Hayfordanomalien anwendbar wäre. Ähnliches ergibt sich bezüglich der Anomalien von Heiskanen, die von der Normaldicke der Erdkruste stark abhängig sind, und für alle diejenigen „isostatischen“ Anomalien, die sich mehr oder weniger an Hayford oder Heiskanen anschließen.

Da Hayford in gleicher Weise wie Ansel sich auf die Prattsche Hypothese beruft, seien im folgenden vorzugsweise die von diesen beiden Autoren eingeführten Reduktionen behandelt. Da der vorliegende Aufsatz lediglich der Klarstellung des Sachverhalts dienen soll, will ich absichtlich keine Stellung nehmen zu der Frage, welche von beiden Reduktionsarten mit mehr Recht den Beinamen „isostatisch“ führt und welche in der Praxis mehr zu empfehlen ist. Letzteres dürfte im wesentlichen davon abhängen, zu welchem Zweck die Anomalien verwendet werden. In den folgenden Ausführungen seien die Hayfordanomalien mit Δg_H , die Ansel-schen hingegen mit Δg_A bezeichnet.

Bei isostatischer Lagerung der betrachteten Erdscholle sind beide Reduktionen identisch. Denkt man sich die Scholle gemäß der Prattschen Hypothese durch vertikale Dehnung aus dem Normalzustand (Oberfläche in NN) entstanden, so sucht die Hayfordreduktion wie die Anselsche diesen Normalzustand dadurch herzustellen, daß die mittels der Bougerschen Reduktion beseitigte Reliefmasse durch die Kompensationsreduktion gleichmäßig zwischen NN und der Ausgleichsfläche verteilt wird*). Dieses Ziel wird tatsächlich erreicht, wenn die Massenverteilung innerhalb der Scholle der Prattschen Hypothese entspricht.

Wie gestaltet sich nun die Hayfordreduktion bei anisostatischer Lage, die in der Natur durch mannigfache Ursachen — Sedimentation, Abtragung, subkrustale Strömungen usw. — hervorgerufen wird? Da man der Erdoberfläche nicht ohne weiteres ansehen kann, in welchem isostatischen Zustand sich die betreffende Scholle befindet, und diese Kenntnis notwendig ist, wenn man durch eine Reduktion den Normalzustand erreichen will, verzichtet Hayford auf dieses Ziel. Er reduziert so, als ob sich die Scholle im isostatischen Gleichgewicht befände, erhält dadurch natürlich Anomalien Δg_H , die erheblich von Null abweichen, hat aber dennoch die Möglichkeit, in bekannter Weise aus diesen Anomalien auf den isostatischen Zustand der betrachteten Scholle zu schließen.

Im Gegensatz zu Hayford begnügt sich Ansel nicht mit diesem Ergebnis. Er versucht zunächst, sich wenigstens angenähert Klarheit über den isostatischen

*) Daß Hayford in der Praxis bei seiner Reduktion etwas anders vorgeht, indem er den Normalwert der Schwere reduziert, statt, wie sonst üblich, den gemessenen Schwerewert, spielt für die vorliegenden Betrachtungen keine Rolle. Im Prinzip entspricht die Hayfordreduktion dem angegebenen Verfahren.

Zustand zu verschaffen. Dies gelingt ihm mit Hilfe der totalen Anomalien, aus denen sich näherungsweise nach der weiter unten folgenden Formel (2) der Betrag der vertikalen Schollenverschiebung gegenüber der isostatischen Lage berechnen läßt*). Weiter bestimmt Ansel die „isostatische“ Meereshöhe des Beobachtungs-ortes, d. h. diejenige Höhe über NN, die dieser haben würde, wenn sich die betreffende Scholle in isostatischer Gleichgewichtslage befände. Dies bietet nach Kenntnis der anisostatischen Vertikalverschiebung keine Schwierigkeit. Im Verlauf der weiteren Reduktionen geht Ansel vor wie Hayford, nur mit dem Unterschied, daß er der Berechnung der geoidalen Kompensationsdichte die isostatische Höhe zugrunde legt anstatt der wahren Meereshöhe. Hierdurch erreicht er, daß auch im Falle anisostatischer Lage der Scholle nahezu der Normalzustand hergestellt wird**). Lediglich eine geringe Anomalie bleibt übrig***).

Man sieht aus den vorangegangenen Ausführungen, daß Ansel für eine „isostatische“ Reduktion nicht nur bei isostatischer, sondern auch bei anisostatischer Lage der betreffenden Erdkrustenscholle die Herstellung des isostatischen Normalzustandes fordert. Da die Hayfordreduktion (und manche andere) diese Forderung nicht erfüllt, darf sie nach Ansel auf die Bezeichnung „isostatisch“ keinen Anspruch machen.

In der Praxis kann man die Anselsche Reduktion mit Hilfe der Hayfordschen Tabellen durchführen, indem man nur zum Unterschied gegen Hayford bei der Kompensationsreduktion statt der wahren Höhen die isostatischen Höhen verwendet.

Für die so berechneten Anomalien gilt nun angenähert die oben erwähnte Beziehung (A), welche man leicht auf folgendem Wege erhält:

In Fig. 1 sei die betrachtete Scholle in isostatischer Lage dargestellt, der übrige Teil der Erde sei im Normalzustand. Die Oberfläche der Scholle befindet sich in der isostatischen Höhe H , ihre Dichte ϱ ist gegenüber der Normaldichte $\bar{\varrho}$ entsprechend der Prattschen Hypothese verkleinert gemäß der Beziehung

$$\bar{\varrho} \cdot T_1 = \varrho \cdot (H + T_1) \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

wobei T_1 die Ausgleichstiefe bedeutet.

*) Genauer erhält man die Vertikalverschiebung aus den Anomalien nach Hayford oder Heiskanen. Jedoch ist in den meisten Fällen der Unterschied gegenüber dem oben angegebenen Verfahren nicht so groß, daß sich die Berechnung dieser Anomalien lohnt. — Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 3, 381ff.

**) Hieraus geht hervor, daß sich theoretisch die Anselschen Anomalien in hervorragender Weise zur Berechnung der Normalschwere γ_0 eignen. Es ist allerdings nach den bekannten Untersuchungen von Heiskanen (Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie, Helsingfors 1924) fraglich, ob ein wesentlich anderes und besseres Ergebnis herauskommt als bei den bisherigen Berechnungen der Normalschwere.

***) Entsprechend einer Schicht von der Dichte $\varrho' - \varrho$ und der Dicke d unmittelbar über oder unter der Ausgleichsfläche, wobei unter d der Betrag der anisostatischen Vertikalverschiebung zu verstehen ist.

Fig. 2 zeigt dieselbe Scholle um den Betrag d nach unten verschoben. Ihre Oberfläche befindet sich nunmehr in der Höhe

$$h = H - d,$$

ihr Tiefgang ist

$$T_1 = T_1 + d.$$

Benutzt man zur Berechnung der Schwereanomalien in erster Annäherung die bekannte Formel für die Attraktionswirkung ebener, unendlich ausgedehnter Platten, so ergibt sich für die in Fig. 2 skizzierte Lage die totale Anomalie

$$\Delta g'_0 = -2\pi f \cdot \varrho' \cdot d \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

und die Bouguersche Anomalie

$$\Delta g''_0 = -2\pi f \cdot (\varrho' - \varrho) \cdot d - 2\pi f \cdot \varrho \cdot H, \quad \dots \dots \dots \quad (8)$$

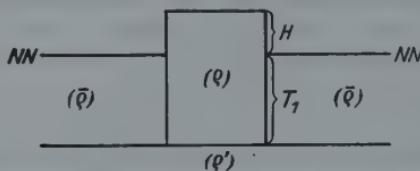


Fig. 1

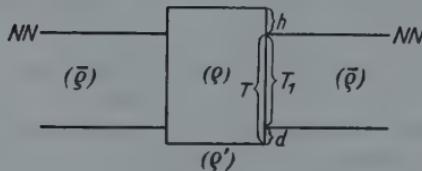


Fig. 2

worin f die Gravitationskonstante bedeutet, ϱ die Dichte der betreffenden Scholle und ϱ' diejenige des subkristalen Materials.

Bei der Berechnung der isostatischen Anomalie ist nun zur Bougueranomalie die Attraktionswirkung der geoidalen Kompensationsmasse hinzuzufügen*). Diese Masse ist gleichmäßig zwischen NN und der Ausgleichsfläche zu verteilen, ihr Betrag ist nach Ansel gleich $\varrho \cdot H$ (im Gegensatz zu Hayford, bei dem die Kompensationsmasse den Betrag $\varrho \cdot h$ besitzt). Die Kompensationsdichte ϱ^* ergibt sich somit aus

$$\varrho^* \cdot T_1 = \varrho \cdot H \quad \dots \dots \dots \quad (4)$$

*) Die Kompensationsmasse ist nicht (wie bei Hayford) gleich der Reliefmasse, da sie außer dieser noch die anisostatische Massenanomalie, wenigstens angenähert, zu kompensieren hat.

Hieraus erhält man mit Hilfe von (1):

$$\varrho + \varrho^* = \bar{\varrho} \quad \dots \dots \dots \dots \quad (5)$$

woraus hervorgeht, daß zwischen NN und T_1 durch die Anselsche Reduktion tatsächlich der Normalzustand hergestellt wird. Zwischen T_1 und T hingegen bleibt die Dichte ϱ bestehen. Hier befindet sich also gegenüber dem Normalzustand ein Defizit von der Dichte $\varrho' - \varrho$, welches die obenerwähnte restliche Anomalie hervorruft. Weiter ergibt sich:

$$\Delta g_A = \Delta g'_0 + 2\pi f \cdot \varrho^* \cdot T_1 \quad \dots \dots \dots \dots \quad (6)$$

also mit Berücksichtigung von (3) und (4):

$$\Delta g_A = -2\pi f \cdot (\varrho' - \varrho) \cdot d \quad \dots \dots \dots \dots \quad (7)$$

Mittels (2) erhält man schließlich die Anselsche Beziehung

$$\frac{\Delta g_A}{\Delta g'_0} = \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'} \quad \dots \dots \dots \dots \quad (A)$$

Ist die betrachtete Scholle nach oben verlagert (statt, wie bisher angenommen, nach unten), so ändert sich in der vorigen Untersuchung nur das Vorzeichen von d . Entsprechend verwandelt sich das obenerwähnte Defizit zwischen T_1 und T in einen Massenüberschuß.

Die Formel (A) stellt allerdings auch für die Anselschen Anomalien nur eine Näherungsbeziehung dar, da in der Praxis die Anwendung der Formeln für ebene, unendlich ausgedehnte Platten nicht ohne weiteres zulässig ist. Diese Formeln enthalten nämlich nur das Produkt aus Dichte und Dicke, d. h. also lediglich die Masse selbst ohne Rücksicht auf deren Lage. Es ist gleichgültig, ob sich die Massen in der Nähe der Oberfläche befinden oder in größerer Tiefe. Dieser Umstand ist aber bei den isostatischen Anomalien von größter Wichtigkeit. Er ist es ja gerade, der beispielsweise den Unterschied zwischen den totalen Anomalien und den Hayfordanomalien bedingt. In der Tat würde die Anwendung der ebenen Formeln auf die Hayfordreduktion das merkwürdige Ergebnis

$$\Delta g_H = \Delta g'_0 \quad \dots \dots \dots \dots \quad (H)$$

liefern *), woraus unmittelbar hervorgeht, daß, wenigstens in bezug auf die Hayfordanomalien, die Vernachlässigungen, die die Anwendung der ebenen Formeln mit sich bringt, zu grob sind. Wie sich die erwähnten Vernachlässigungen auf die Anselschen Anomalien auswirken, ist mittels theoretischer Überlegungen nur sehr schwer zu übersehen. Man müßte nach der auf S. 175 angegebenen Methode die Anselschen Anomalien berechnen — was meines Wissens noch nicht geschehen ist — und mit diesen die Beziehung (A) prüfen.

*) Die Rechnung verläuft genau wie oben, nur ist statt H die wahre Höhe h einzusetzen. Aber auch ohne Rechnung ist das Ergebnis (H) ohne weiteres einzusehen, da bei der Hayfordreduktion die Gesamtmasse unverändert bleibt.

In dieser Hinsicht sind auch die Beispiele, die Ansel aus den Alpen und dem Schweizer Jura zur Illustration seiner Ausführungen bringt*), mit gewisser Vorsicht zu behandeln. Die dort angeführten isostatischen Anomalien sind keine Ansel'schen Anomalien. Sie sind übernommen von Th. Niethammer**), und von Ansel nur auf die Helmertsche Formel für die Normalschwere γ_0 von 1915 umgerechnet, während Niethammer die Helmertsche Formel von 1901 verwendet. Die Modifikation, die Niethammer an der Hayfordschen Reduktionsmethode zur Berücksichtigung der regionalen Kompensation anbringt, ist für die hier behandelten Fragen bedeutungslos. Die erwähnten isostatischen Anomalien sind also im wesentlichen als Hayfordanomalien anzusehen. Auf diese ist aber die Beziehung (A) nicht anwendbar. — Von besonderem Interesse sind die Ausführungen Ansel's über die isostatische Höhe der verschiedenen Alpen- und Jurastationen und die daraus gezogenen Folgerungen. Es würde sich meiner Ansicht nach lohnen, gelegentlich mit Hilfe dieser isostatischen Höhen die Ansel'schen Anomalien der betreffenden Beobachtungsstationen zu berechnen, um ein Urteil über den Genauigkeitsgrad der Beziehung (A) zu erlangen.

Bemerkungen zu den Ausführungen von H. Jung

Von E. A. Ansel

Die von H. Jung zitierte Arbeit wendet sich im Kerne gegen die etwas einseitige, nicht aber seltene Auffassung, als ob nur die isostatischen Anomalien das richtige Maß für die Beurteilung des isostatischen Krustengleichgewichts und seiner Störung darstellen. Ihre Kleinheit darf nicht etwa in dem Sinne gedeutet werden, daß die Abweichungen von dem isostatischen Zustand hiernach kleiner ausfallen als nach den anderen bekannten Schwereanomalien (nach Faye oder nach Bouguer). Zum Beweis ihrer wechselseitigen Abhängigkeit wurde ein bestimmter Fall einer Gleichgewichtsstörung angenommen. Die Durchrechnung führt auf die verbindenden Beziehungen der Anomalien unter sich. Da hierzu von der Airyschen Isostasieauffassung ausgegangen war, so kann die Tiefe der Ausgleichsfläche, die H. Jung vermisst, nicht vorkommen. Die Dichtewerte für das Schollenmaterial und das subkrustale Mittel, in dem die Schollen vom hydrostatischen Auftrieb getragen werden, gelten als konstant. Auch die Rechnung bleibt hinreichend streng, und wenn die Anziehung der störenden Massen durch die ebener Platten unter Verzicht auf den Einfluß von Schollentiefe und Erdkrümmung angesetzt wurde, so ist gegen die Zulässigkeit deshalb nichts einzuwenden, weil dieselbe

*) Zeitschr. f. Geophys. 2, 211.

**) Zur Theorie der isostatischen Reduktionen der Schwerebeschleunigung. Verh. d. Naturforsch. Ges. Basel 28, 206—235 (1917).

Formel bis auf Glieder, in diesem Falle, klein von zweiter Ordnung auch die Anziehung einer zylinderförmigen Tafel oder sphärisch gekrümmten Schicht darstellt, solange die Dicke d klein genug ist gegen den Radius der Tafel. Diese Bedingung darf jedoch als erfüllt angesehen werden.

Wie weit die Formeln nun in der Praxis anwendbar bleiben, muß sich noch ausweisen. Wenn auch einige Vorsicht angebracht sein dürfte, so ist nach den Erfahrungen mit den Anomalien des Schweizerischen Schwerenetzes eine zu weitgehende Skepsis ebensowenig am Platze. Denn daß sowohl die Größenwerte wie auch die Vorzeichen der verglichenen Anomalien übereinstimmen, kann nicht ganz zufällig sein, ebensowenig der gleichmäßige Verlauf der isostatischen Höhen.

Mitteilungen

Die Mittelrheinische Studiengesellschaft für Balneologie und Klimatologie veranstaltet in der Zeit vom 23. September bis 4. Oktober 1930 einen „Lehrgang der Balneologie und Medizinischen Klimatologie für Ärzte und Meteorologen“.

Die allgemeinen Vorlesungen werden von Prof. Strasburger, Frankfurt a. M. (Allgemeine Bäderlehre), Prof. Heubner, Heidelberg (Allgemeine Trinkquellenlehre), Prof. Linke, Frankfurt a. M. (Physikalische Faktoren des Klimas und Sonnen- und Himmelsstrahlung), und Prof. Loewy, Davos (Physiologische Wirkungen der einzelnen Klimate), abgehalten.

Spezialvorlesungen werden von den Herren

Prof. Blumenfeld, Wiesbaden,	Prof. Schmieden, Frankfurt a. M.,
Prof. Burker, Gießen,	Prof. Schultz, Gießen,
Dr. Diener, Bad Ems,	Priv.-Doz. Dr. de Rudder, Würzburg,
Dr. L. Fresenius, Wiesbaden,	Prof. Schwenkenbecher, Marburg,
Prof. Groedel, Bad Nauheim,	Prof. Uffenorde, Marburg,
Priv.-Doz. Dr. Guthmann, Frankfurt a. M.	Prof. Seitz, Frankfurt a. M.,
Dr. Harpuder, Wiesbaden,	Prof. Weber, Bad Nauheim,
Dr. Hauff, Mammolshöhe,	Prof. Hansen, Heidelberg,
Dr. Hirsch, Berlin,	Prof. Haertl, Bad Kissingen
Prof. Lipschitz, Frankfurt a. M.,	Prof. Hansen, Heidelberg

abgehalten.

Die Veranstaltung eines systematischen Lehrganges entsprang der Erkenntnis, daß sich die Balneologische Wissenschaft in einer erfreulichen Aufwärtsbewegung befindet und daß sich insbesondere der medizinischen Klimatologie die Interessen der Ärzteschaft und der Meteorologen zuwenden; deshalb scheint es erforderlich, von berufenen Fachleuten den ganzen Fragenkomplex systematisch entwickeln zu lassen und dadurch insbesondere den jüngeren Ärzten und denjenigen Meteorologen, die sich für die medizinische Anwendung der Klimatologie interessieren, die Gelegenheit zu geben, die bisher nur in vielen Beiträgen der Fachzeitschriften zerstreuten Tatsachen und Theorien im Zusammenhang kennenzulernen.

Ausführliche Programme sollen später veröffentlicht werden. Auskünfte erteilt die Geschäftsstelle der Gesellschaft: Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.

Seismische Meldungen im Anschluß an amerikanische Wettertelegramme (Forts.)

[Siehe auch Zeitschr. f. Geophys. 5, 47 und 87 (1929)]

Nach einem Schreiben der U. S. Coast and Geodetic Survey, Washington an die Meteorological Office, Air Ministry, London:

The following seismological stations are now regularly furnishing information, and it is desired that they be added to the list of which you have been duly informed and which appears in the Compte Rendu of the Assemblee Generale, Comité National Français de Géodesie et Géophysique, for March 27, 1929:

Charlottesville (University, Virginia):

Lat. $38^{\circ} 02.0'$ N., long. $78^{\circ} 31.4'$ W.

Zi-Ka-Wei, China:

$\varphi = 31^{\circ} 11' 32''$ N. (11.5'),
 $\lambda = 121^{\circ} 25' 48''$ E. (25.8').

Pasadena, California (Seismological Research Laboratory):

$\varphi = 34^{\circ} 09'$ N.
 $\lambda = 118^{\circ} 10'$ W.
 $h = 300$ meters.



*Ihrem hochverehrten Ehrenmitgliede,
Herrn Professor Dr. phil. Adolf Schmidt,
dem verdienstvollen Erdmagnetiker und Förderer der gesamten
geophysikalischen Forschung, widmet die Deutsche Geophysika-
lische Gesellschaft dieses Heft ihrer Zeitschrift mit den herz-
lichsten Glückwünschen zu seinem 70. Geburtstage.*

*Die Gesellschaft spricht die innige Hoffnung aus, daß der
Jubilar sein otium cum dignitate noch zu manchen schönen
Arbeiten benutzen kann — ad multos annos.*

*F. Linke
derz. Vorsitzender*

Am 23. Juli 1930

Wesensgleiche und wesensverschiedene Darstellungen

Von A. Nippoldt, Potsdam — (Mit 1 Abbildung)

Man kann Naturwissenschaft entweder mit dem Ziele betreiben, die Vorgänge zu erklären oder die Erscheinungen zu beherrschen. Je nachdem, welches Ziel man gerade verfolgt, spielt die Darstellung durch die Formel eine verschiedene Rolle. In folgendem ist vorausgesetzt, daß es sich um die Erklärung handele.

Auf unserem Wissensgebiet bieten sich die Erscheinungen in Form von Beobachtungen; ihr Zustandekommen soll physikalisch erklärt werden. Dies ist erreicht, wenn es gelingt, sie restlos auf uns bekannte oder bekannt erscheinende physikalische Gesetze zurückzuführen.

Physikalische Gesetze sind unter gleichen Umständen stets gleiche Beziehungen zwischen physikalischen Begriffen. Physikalische Begriffe sind innerhalb der Vorstellungswelt des Physikers durch häufiges Erleben entstandene logische Begriffe physikalischen Inhalts. Haben sie auch der Form nach die absolute Idealität des mathematischen Begriffs, so tragen sie doch als subordinierte Korrelate eine Fülle von anschaulichen Nebenvorstellungen. Dies ist der Grund, warum die Zurückführung auf abstrakte mathematische Begriffe oft für den Physiker als unbefriedigend empfunden wird.

Die hier vorgetragene Meinung behauptet nun, daß nur eine Zurückführung von Beobachtungen auf physikalische Begriffe eine Erklärung zu liefern imstande ist. Insbesondere erscheint dies wichtig, wenn heuristisch vorgegangen werden soll, d. h. wenn es sich um planmäßige Aufsuchung zweckmäßiger Wege zur Erkenntnis handelt. Für die bloße äußere Beherrschung ist das nebensächlich.

Bekanntlich ist eine nach Jakobi so genannte „vernünftige Funktion“, die also überall unbegrenzt differentierbar und nicht unendlich oft unstetig ist, stets durch eine Potenzreihe oder eine trigonometrische Reihe restlos, d. h. mit allen Differentialquotienten und Sprüngen darstellbar. Ein so großer Vorteil dies in mathematischer und in Beziehung zur Beherrschung ist, so nachteilig ist es in heuristischer Beziehung, da die Koeffizienten der einzelnen Glieder nicht immer physikalischen Begriffen zugeordnet werden können.

Das beste Beispiel dafür bieten die Differentialgleichungen

$$\frac{\partial u}{\partial t} - a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - k^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0,$$

die das Gesetz der Wärmeleitung in einem Körper bzw. die Schwingungen einer Saite darstellen. Die Lösung bietet sich als eine unendliche trigonometrische Reihe; das Quadrat jeder Konstanten definiert die Energie der einzelnen Teilwellen. Der große Unterschied in heuristischer Richtung ist der, daß die Teilwellen der Saitenschwingung durch unser Ohr gehört werden, während jene der Wärmeleitung mangels eines menschlichen Organs nicht einzeln empfunden werden. Es gibt daher für die Einzeltonwellen physikalische Begriffe: es sind die Obertöne, während die Wärmeleitung keine Begriffe erzeugt. Die trigonometrische Reihe ist daher bei der Saitenschwingung eine wesensgleiche, bei der Wärmeleitung eine wesensverschiedene, neutrale Darstellung.

„Wesen“ ist in der freien Sprache das Lebendige. Es findet sich natürlich nicht in der betrachteten toten Sache, sondern in unserer Vorstellung von ihr, d. h. in dem Denkprozeß. Das Wesen einer analytischen, also mathematischen Funktion ist die Art der Verbindung der Variablen. $f(x)$ heißt im einzelnen in der Umgebung der Stelle $x - a$ eine analytische Funktion, wenn es innerhalb eines Intervalls h um a durch die Taylorsche Reihe konvergent darstellbar ist. Diese scharfe Definition erscheint zunächst als eine rein formale, ist aber mehr, denn die Taylor-Reihe

$$f(x+h) = f(x) + f'(x) \frac{h}{1!} + f''(x) \frac{h^2}{2!} + \dots + \frac{h^{(n-1)}}{(n-1)!} f^{(n-1)}(x) + R_n \text{ f. d. Intervall } x \text{ bis } x+h$$

entspricht dem Denkprozeß. Wir erkennen dies unter anderem daraus, daß für die ersten Glieder Vorstellungen vorhanden sind, Denkinhalte. Das erste Glied gibt den Wert der Funktion, das zweite die Richtung, in der sich der Wert an der Stelle ändert, das dritte die Änderung der Richtung oder die Krümmung. Für das vierte, die Änderung der Krümmung, fehlt die Vorstellung und damit der Name. Daß hier wirklich der Denkprozeß erfaßt ist, ersieht man daraus, daß alle vernünftigen Funktionen die gemeinsame Eigenschaft haben, durch die Taylorsche Reihe darstellbar zu sein, also die gleiche innere Natur besitzen, obwohl sie einst ganz willkürlich und nach Bedarf erdacht wurden. Ein großer Teil der physikalischen Begriffe ist nichts anderes als der Koeffizient des ersten Gliedes (Elastizitätsmodul, Temperaturkoeffizient usw.). Die Koeffizienten, die eine analytische Funktion an einer Stelle darstellen, besorgen dies auch an jeder anderen, und zwar durch die Methode der analytischen Fortsetzung, wenn sie singuläre Stellen umgeht.

Beobachtungsreihen definieren nach unserer Auffassung ebenfalls eine Funktion, eine experimentelle. In der Zuordnung einer bestimmten analytischen Funktion zu dieser experimentellen besteht das Wesen einer Darstellung.

Bei einer experimentellen Funktion ist an jeder Stelle nur ein einzelner, isolierter Wert gegeben. Jeder dieser Werte ist zunächst nur bis zu einem gewissen Genauigkeitsgrad bekannt. Der Fehler erstreckt sich zudem nicht nur, wie meist allein angenommen wird, auf die Beobachtungsgröße, sondern auch auf den Ort, wo sich der Wert befindet (Fehlerellipse). Mithin definieren die Beobachtungen

nicht eine ideelle Kurve, sondern, wie Felix Klein¹⁾ sagt, einen „Funktionsstreifen“. Dadurch ist es unmöglich, den analytischen Begriff der Tangente, und noch schwieriger den des Krümmungsradius auf die experimentelle Funktion zu übertragen. Die Lösung der Schwierigkeit geschieht nun bekanntlich so, daß man — bestenfalls durch ein Ausgleichsverfahren — eine solche analytische Funktion aufsucht, die die Schwerpunkte der Fehlerellipsen aller Beobachtungspunkte so durchzieht, daß alle Beobachtungspunkte innerhalb einer bestimmten Genauigkeit wiedergegeben werden. Es kann das entweder durch ein Aggregat von geschlossenen analytischen Funktionen geschehen, in denen nur physikalische Begriffe auftreten, die nach unserem Kausalitätsbedürfnis als Ursachen des Vorgangs angesehen werden, oder durch eine Reihe (sei es eine Exponentialreihe oder eine nach fluktuierenden Funktionen). Im erstenen Falle nennen wir die Darstellung eine wesensgleiche, im letzteren eine empirische.

Die Koeffizienten einer solchen empirischen Darstellung dürfen im allgemeinen nicht über das Intervall ausgedehnt werden, aus dem sie berechnet sind, im Unterschied zu der analytischen mathematischen Funktion. Siehe hier A. d. Schmidts Kritik²⁾ über eine versuchte Ausdehnung einer nur aus sibirischen Beobachtungen erhaltenen Kugelfunktionsdarstellung über die ganze Erde.

Bewährt sie sich beim Hinzukommen neuer Beobachtungen auch außerhalb des ursprünglichen Intervalls, so spricht dies dafür, daß die Darstellung eine wesensgleiche war, d. h. es gelang die Zurückführung auf den Kausalnexus, und dann sind die Koeffizienten physikalische Begriffe. Wenn man die experimentelle Funktion des freien Falles durch eine endliche Reihe der Gestalt

$$y = a + bt + ct^2$$

darstellt, so hat jeder der drei Koeffizienten eine klare physikalische Bedeutung. Stellt man, etwa der Ungenauigkeit der Beobachtungen wegen, den Vorgang durch eine Potenzreihe von vier Gliedern dar, so wird die physikalische Bedeutung der Koeffizienten verwischt, wir haben eine „wesensähnliche“ Darstellung gewonnen, während noch mehr Glieder die Darstellung zu einer wesensverschiedenen machen. Eine solche wird ersichtlich in heuristischer Beziehung untauglich, während sie die äußerliche Beherrschung des Vorgangs offenbar nicht berührt.

Hieraus erwächst für die forschende Physik und insbesondere auch die Geophysik die Aufgabe, planmäßig nach wesensgleichen Darstellungen zu suchen. In bezug auf die in der Meteorologie so häufige Darstellung durch trigonometrische Reihen habe ich schon in mehreren früheren Arbeiten auf diese Umstände hingewiesen³⁾ und auch Wege angegeben, wesensgleiche Darstellungen zu finden. Es kamen damals auch die in der Folge so wichtigen Studien A. Schusters über das Periodogramm⁴⁾, und in den folgenden Zeiten ist noch manches Neue dazugekommen.

Der Anlaß, diese Sachen hier vorzubringen, war die Sonderaufgabe, die Darstellung des erdmagnetischen Feldes in dieser Richtung zu vervollkommen. Gegenwärtig stehen wir da noch ganz auf dem Boden einer rein empiri-

schen Darstellung. Die einzige vorher zugrunde gelegte heuristisch wertvolle Annahme war die Orientierung des Koordinatensystems nach der Rotationsachse der Erde. Es ist dadurch das erste Glied der Kugelfunktion erster Ordnung von einer gewissen heuristischen Bedeutung geworden. Sie wurde zuerst von Bezold⁵⁾ hervorgehoben. Ad. Schmidt⁶⁾ hat im Anschluß daran untersucht, ob etwa eine andere Achse physikalisch wirksamer zu finden sei. Später hat er dann einen weiteren Schritt in heuristischer Richtung getan, indem er den magnetischen Indifferenzpunkt als Nullpunkt wählte, also das kanonische System zugrunde legte⁷⁾.

Stets aber traten sämtliche Glieder, auch die sektorien und tesselaren auf. Nur das erste Glied ist einer physikalischen Deutung zugänglich, indem es das quasi-homogene Feld und aber auch die Richtung und das magnetische Moment des Erdfeldes gab, ja geradezu definierte. Eine Andeutung, daß auch einzelne höhere Glieder physikalische Deutung finden könnten, gab die Darlegung der Möglichkeit anisotroper Kristallmagnetisierung⁸⁾ in der Erde. Übrigens hat der Begriff magnetisches Moment noch erkenntnistheoretische Schwierigkeiten; er gehört offenbar zu jenen physikalischen Begriffen, die wir nur des häufigen Erlebens wegen als bekannt annehmen.

Setzen wir aber einmal das magnetische Moment als etwas zur Erklärung Geeignetes voraus, so kommen wir zu einer wesensgleichen Darstellung, oder wenigstens zu einer wesensähnlichen, wenn wir die Darstellung durch zwei Systeme von Kugelfunktionsreihen besorgten, wovon das eine um die Rotationsachse der Erde und das andere um die Achse der äquatorischen Magnetisierung orientiert ist. Daß hier Bedenken bestehen, weil die Quermagnetisierung zeitlich variabel erscheint, ist gegeben.

Eine solche Entwicklung hat nur zonale Glieder und ist daher rechnerisch sehr rasch durchzuführen. Nebenstehende Figur zeigt, wie die Erdoberfläche durch eine solche Darstellung in Rechtecke zerlegt wird, die bei der hier gewählten Projektion als aus Parabelbögen begrenzt erscheinen. Die rechnerische Konvergenz kann danach sehr gut sein. Da die ersten Hauptglieder nichts wesentlich anderes ergeben können wie die seitherige Entwicklung, liegt der Vorteil außer in der schnellen Berechnung in den höheren Gliedern. Deren Verhalten — nament-

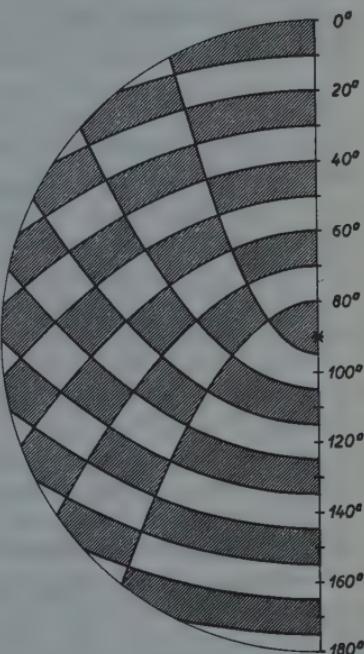


Fig. 1

lich in der Zeit — ist entscheidend dafür, ob die neue Darstellung wesensähnlich ist oder wesengleich.

Die Darstellung hat dann die Gestalt

$$\frac{V}{R} = \frac{V_p}{R} + \frac{V_e}{R} = \sum_{n=1}^{\infty} g_n^0 P^{(n)}(\cos u) + \sum_{n=1}^{\infty} g_n^0 P^{(n)}(\cos u).$$

Brechen wir mit $n = m$ ab, so haben wir $2m$ Koeffizienten $g_n^0 + g_n^0$ statt $m(m+2)$ zu ermitteln, so, wenn wir bis zur Kugelfunktion sechster Ordnung gehen, neu 12 gegen alt 48 Zahlwerte. Legen wir dem die Werte von ν äquidistanten Punkten auf den $2m$ Systemen von je μ Parallelkreisen zugrunde, so haben wir $2\nu\mu$ Ausgangswerte, abgesehen von einzelnen mehrfachen Punkten, doppelt so viele als bei dem seitherigen Verfahren. Gegenüber der alten Methode entfällt vollkommen die Entwicklung der Beobachtungswerte längs der Parallelkreise nach trigonometrischen Funktionen, weil die g_n^0 , g_n^0 lediglich von den Mittelwerten längs der zwei Systeme von Parallelkreisen abhängen, die höchst einfach abzuleiten sind.

Literatur

- ¹⁾ F. Klein: Präzisions- und Approximationsmathematik, 3. Aufl. Berlin, Julius Springer, 1928.
- ²⁾ Ad. Schmidt: Meteorol. Zeitschr. **43**, 179, 385 (1926).
- ³⁾ A. Nippoldt: Arch. d. Seewarte **26**, Hamburg 1903; Terr. Magn. **7**, 101 bis 113 (1902); Zeitschr. f. math. u. naturw. Unterr. **19**, 401 bis 409.
- ⁴⁾ A. Schuster: Phil. Trans. Roy. Soc. A. **18**, 107 bis 175 (1899).
- ⁵⁾ W. v. Bezold: Sitzungsber. Akad. d. Wiss., math.-phys. Kl., **18**. Berlin 1895.
- ⁶⁾ Ad. Schmidt: Terr. Magn. **1**, 18 bis 27 (1896).
- ⁷⁾ Derselbe: Diese Zeitschr. **2**, 38 (1926).
- ⁸⁾ A. Nippoldt: Tätigkeitsber. d. Meteorol. Inst. i. J. 1927, S. 97 bis 105. Berlin 1923; Einführ. i. d. Geophysik **2**, 63 u. ff. Berlin, Jul. Springer, 1929.

Die Säkularvariation in der Rheinpfalz in den Jahren 1850 bis 1928

Von Fr. Burmeister, München

Es werden die Ergebnisse der neuen magnetischen Vermessung der Pfalz mit den früheren Aufnahmen verglichen und die Säkularvariation der erdmagnetischen Elemente für rund 70 Jahre ermittelt. Hierbei wurde ein durchgehender Fehler in der Vermessung von Neumayer 1855/56 aufgedeckt.

Systematische erdmagnetische Beobachtungen in der Pfalz wurden zuerst von J. von Lamont ausgeführt. Im Herbst 1852 beobachtete er an zehn Stationen und erkannte schon aus diesen wenigen Messungen, daß die Pfalz magnetisch ziemlich gestört ist. Seine Ergebnisse, reduziert auf die Epoche 1850.0, sind veröffentlicht in den „Magnetischen Ortsbestimmungen“, I. Teil, München 1854.

Da diese geringe Zahl von Beobachtungen jedoch kein eindeutiges Bild von den erdmagnetischen Verhältnissen in der Pfalz zu liefern vermochte, veranlaßte Lamont seinen Schüler Georg von Neumayer, einen gebürtigen Pfälzer und späteren Direktor der Deutschen Seewarte in Hamburg, eine eingehendere Vermessung der Pfalz vorzunehmen. Obwohl mit Aufgaben überburdet, die sich auf die Errichtung eines Observatoriums in Melbourne und eine magnetische Landesaufnahme von Südaustralien bezogen — die Abreise dorthin war bereits für den Sommer 1856 festgesetzt —, folgte Neumayer der Anregung Lamonts und führte in den Wintermonaten November, Dezember 1855 und Januar, Februar 1856 die pfälzische Vermessung durch. Trotz der Ungunst der Jahreszeit gelang es ihm, sein Programm, welches 30 Stationen umfaßte, vollständig zu erledigen. Es blieb ihm aber keine Zeit mehr übrig, seine Beobachtungen zu verwerten. Mehr als 8 Jahre weilte Neumayer in Australien und war auch später nach seiner Heimkehr durch anderweitige Verpflichtungen — 1872 trat er in den Dienst der Deutschen Seewarte — so beschäftigt, daß er erst nach seiner Versetzung in den Ruhestand 1904 an die Reduktion seiner fast 50 Jahre vorher gemachten Beobachtungen in der Rheinpfalz denken konnte. Wenige Jahre vor seinem Tode erschien dann in den Mitteilungen der Pollicchia, eines naturwissenschaftlichen Vereins in der Pfalz, seine Arbeit: „Eine erdmagnetische Vermessung der bayerischen Rheinpfalz 1855/56“, Dürkheim 1905. Der weitaus größte Teil seiner Stationen liegt auf der Peripherie der Pfalz, während auf der Mittellinie von Zweibrücken bis Edenkoben nur sehr wenige vorhanden sind. In den zu damaliger Zeit wohl etwas schwer zugänglichen Waldgebieten der Pfalz sind überhaupt keine Messungen vorgenommen worden, nur Kaiserslautern ist als einzige Station zentral gelegen.

Wohl mit Rücksicht auf die bevorstehende Veröffentlichung der Resultate Neumayers hatte I. B. Messerschmitt bei seiner erdmagnetischen Vermessung von Bayern, die er 1903 begann, davon abgesehen, in der Pfalz im gleichen Stationsabstand zu beobachten wie im rechtsrheinischen Bayern. Die neue bayerische Landesaufnahme weist daher nur neun Meßpunkte in der Pfalz auf, von denen zwei mit Stationen Neumayers nahezu identisch sind, diese letzteren konnten daher allein zur Reduktion der Neumayerschen Beobachtungen auf die Gegenwart benutzt werden (siehe F. Burmeister, Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern, München 1929, S. 67/68). Auch die dieser Arbeit beigefügten Karten beziehen sich in ihrem pfälzischen Anteil fast ausschließlich auf die alten Beobachtungen von Neumayer. Beim Entwurf der Karten zeigte es sich besonders, daß sich aus der Vermessung 1855/56 noch kein vollständiges Bild von dem pfälzischen Störungsgebiet gewinnen ließ, vor allem, da die Stationen recht ungünstig verteilt waren und in den Mittelgebieten fast vollständig fehlten. Der einzige zentral gelegene Punkt Kaiserslautern wies in der Deklination eine große Differenz ($42'$) mit dem Resultat Lamonts auf. Das weite Zurückliegen der Neumayerschen Vermessung und der Umstand, daß die angrenzenden Länder Preußen, Hessen, Baden und Frankreich seit Anfang des Jahrhunderts, teilweise

in neuester Zeit, magnetisch vermessen sind, gaben Veranlassung zu einer Neu-aufnahme der Pfalz. Diese wurde vom Verfasser 1927/28 ausgeführt und umfaßte 60 Stationspunkte mit einem mittleren Abstande von etwa 10 km, wobei eine möglichst gleichmäßige Verteilung über das ganze Gebiet angestrebt wurde. Soweit angängig, sind Stationen der früheren Beobachter benutzt worden; konnte am alten Punkt wegen lokaler Veränderungen nicht mehr beobachtet werden, so wurde die neue Messung doch in möglichster Nähe vorgenommen. Die Bearbeitung dieser neuen Aufnahme der Pfalz ist nahezu abgeschlossen, ihre Ergebnisse hinsichtlich der Änderung der magnetischen Elemente enthält die nebenstehende Tabelle:

Einige Werte in dieser Tabelle, die von den Beobachtern selbst als unsicher angegeben und deshalb in Klammern gesetzt sind, blieben bei der Mittelbildung unberücksichtigt. Außer den Mittelwerten sind auch deren mittlere Fehler μ und der mittlere Fehler ϵ eines einzelnen Vergleichs angeführt. Überraschend gut stimmen bei allen Elementen die Unterschiede mit Lamont überein, ein Beweis, welche hohe Genauigkeit Lamont schon damals bei seinen Beobachtungen erreichte und welchen großen Wert somit seine zahlreichen Messungen in vielen Teilen Europas für die Gegenwart haben. Die Beobachtungen Neumayers scheinen weniger genau zu sein. Auffallend waren zunächst die großen Schwankungen, die sich bei den Deklinationsdifferenzen zeigten. Hier mußte ein systematischer Fehler vorliegen. Schon Neumayer war der große Unterschied seiner D-Messung bei Kaiserslautern mit der von Lamont aufgefallen, er machte dafür lokale Störungen verantwortlich. Am gleichen Punkt wurde auch 1927 gemessen und dabei der Nordpunkt des Kreises astronomisch und geodätisch unter Benutzung der alten Miren abgeleitet. Es ergab sich eine vollständige Übereinstimmung mit Lamont, während bei Neumayer ein Fehler in den Standpunktskoordinaten vorlag, der die Azimute der Miren um etwa $10'$ veränderte. Vor allem aber stellte sich heraus, daß Neumayer die Berücksichtigung der Meridiankonvergenz unterlassen hatte, die für diesen Ort etwa $32'$ beträgt. Bei der Nachrechnung einiger weiterer Punkte bestätigte sich dann die Vermutung, daß Neumayer bei sämtlichen Deklinationswerten die Anbringung der Meridiankonvergenz versäumt hat. Da die ost-westliche Ausdehnung der Pfalz in Länge nahezu 1.5° beträgt, so ergeben sich Meridiankonvergenzen von $0'$ bis $52'$, um welche der Nordpunkt des Kreises — von Neumayer „Kollimation des Kreises“ genannt — zu verbessern ist. Neumayer weist in seiner Arbeit (S. 73ff.) selbst darauf hin, daß die Zunahme der Werte der Deklination nach Westen vielfach gestört sei — er erhielt, wie nun erklärlich ist, viel zu kleine D-Werte —. Er erörtert auch ausführlich die Möglichkeiten, die diese systematischen Abweichungen verursachen könnten, und sucht schließlich, da er Fehler am Instrument und in den geodätischen Bestimmungen als ausgeschlossen erachtet, die Erklärung in den geologischen Verhältnissen.

Bei dieser Sachlage erschien es notwendig, sämtliche D-Messungen Neumayers neu zu berechnen. Vor allem wurden die Standpunktskoordinaten aus

Säkularvariation in der Rheinpfalz 1850 bis 1928

Station	Deklination			Horizontalintensität						Inklination		
	1928-1850	(1928-1856)	M. K.	1928-1856	1928-1909	1928-1850	1928-1856	1928-1909	1928-1850	1928-1856	1928-1909	
Anweiler . . .	-	-	-	-	-	(+ 824 γ)	-	-	-10 51.3'	-	-	
Bergaufen . . .	-90 30.4'	-80 47.9'	-21'	-80 50.0'	-	+885	+799 γ	-	-1 44.7	-	-	
Edenkoven . . .	-	-8 37.2	-15.5	-8 52.7	-	-	+783	-	-10 35.4'	-	-	
Frankenthal II . .	-	-8 51.0	-	-8 51.0	-30 11.8'	-	+796	-213 γ	-	-1 22.8	+ 8.7'	
Homburg i. d. Pf. .	-9 26.2	-	-	-	(-3 21.1)	+922	-	-183	-1 49.2	-	(+ 5.8)	
Kaiserslautern I .	-9 28.5	-8 15.1	-32.1	-8 47.2	-	+887	+819	-	-1 48.4	-1 29.7	-	
Kaiserslautern II .	-9 30.4	-	-	-	-	+895	-	-	-1 47.5	-	-	
Kirchheimbolanden .	-	(-8 25.6)	-20.8	(-8 46.4)	(-3 3.9)	-	(+ 748)	(-264)	-	(-1 20.6)	(+ 24.2)	
Klingenthalmünster .	-	-8 26.0	-20.1	-8 46.1	-	-	+781	-	-1 37.9	-	-	
Kusel . . .	-	-	-	-3 6.9	-	-	-	-180	-	-	+16.5	
Landau i. d. Pf. .	-	-	-	-3 12.2	-	-	-	-205	-	-	+11.2	
Landstuhl . . .	-	-	-	-3 5.6	-	-	-	-189	-	-	+ 9.2	
Lauterecken . . .	-	-	-	-	+895	-	-	-	-1 52.6	-	-	
Neustadt a. d. H. .	-9 26.6	-8 30.2	-14.3	-8 44.5	-3 9.0	+922	+773	-188	-1 47.2	-1 36.5	(+ 20.3)	
Odenbach . . .	-	(-10 26.6)	-37.2	(-11 3.8)	-	-	+828	-	-1 37.0	-	-	
Pirmasens . . .	-	-9 27.1	-8 12.4	-37.6	-8 50.0	-	+885	+773	-1 44.7	-1 27.8	-	
Rockenhausen . . .	-	-	-8 21.9	-29.0	-8 50.9	-	+825	-	-1 33.2	-	-	
St. Ingbert . . .	-	-	-	-	-3 8.1	-	-	-191	-	-	+17.8	
Weisenheim a. B. .	-	-	-	-	-3 8.7	-	-	-214	-	-	+10.0	
Wolfstein . . .	-	-8 3.7	-39.1	-8 42.8	-	-	+817	-	-1 35.6	-	-	
Zweibrücken . . .	-	-7 58.3	-48.8	-8 47.1	-	-	+824	-	-	-	-	
Mittelwerte . . .	-9 28.2	-	-	-8 48.2	-3 8.9	+899	+802	-195	-1 48.2	-1 34.1	+12.2	
Mittl. Fehler μ . .	± 0.8	-	± 1.1	± 0.9	± 6	± 7	± 5	± 1.0	± 1.3	± 1.6	-	
n . . .	± 1.8	-	± 3.2	± 2.4	± 16	± 22	± 14	± 2.8	± 3.6	± 3.9	-	

Rückschnitten nochmals abgeleitet, nachdem das Bayerische Landesvermessungsamt freundlicherweise die Koordinaten der benutzten Miren mit größter Sorgfalt aus den Verzeichnissen bzw. Katasterblättern festgestellt hatte, wofür Oberregierungsrat Dr. Clauß und Regierungsrat Beyer an dieser Stelle der beste Dank ausgesprochen sei. In der obigen Tabelle sind in der mit „M. K.“ überschriebenen Spalte die Meridiankonvergenzen für die Vergleichsstationen angegeben. Fügt man diese Beträge zu den Differenzen (1928—1856) hinzu, so verschwinden die großen Schwankungen fast vollständig. Zur Prüfung der Frage, ob eine Abhängigkeit der Säkularvariation vom Orte besteht, wurden noch drei entsprechende Ausgleichungen vorgenommen und, um die Lamontschen Messungen dabei verwerten zu können, diese mit Hilfe der Unterschiede 1856 bis 1850 — in $D + 40.0'$, in $H - 97\gamma$, in $I + 14.1'$ — auf 1856 zurückgeführt. Bei der Deklination und Inklinations ergaben sich die mittleren Fehler der Koeffizienten größer als diese selbst, bei der Horizontalintensität dagegen die Gleichung:

$$1928 \text{ bis } 1856: \Delta H \gamma = +804 - 27.2(\lambda - \lambda_0) + 41.6(\varphi - \varphi_0), \\ \pm 12.8 \quad \pm 21.4$$

wenn $\lambda_0 = 7^\circ 49'$, $\varphi_0 = 49^\circ 25'$ die Koordinaten des mittleren Ortes aller Vergleichsstationen bedeuten und $\lambda - \lambda_0$ bzw. $\varphi - \varphi_0$ in Graden und Bruchteilen derselben eingesetzt werden.

Größenverhältnis von remanentem zu induziertem Magnetismus in Gesteinen; Größe und Richtung des remanenten Magnetismus

Von J. Koenigsberger. — (Mit 3 Abbildungen)

Die Gesteine werden nach Brunhes und David, zum Teil in orientierten Würfeln, auf Richtung und Größe des remanenten Magnetismus J pro Kubikzentimeter in Γ untersucht; sie werden in ein hochempfindliches astatiches System von zwei Magnetpaaren gebracht. Zur Bestimmung der Suszeptibilität K bei etwa 10Γ wurde eine Würfelfläche einem der vier Magnete außen nach der Bildmethode gegenübergestellt; die Messung an den sechs Flächen ergab auch Anisotropie und Inhomogenität von K . In Tabellen ist gegeben K , J , $J : J_k$ ($J_k = K$ mal heutiger Totalintensität), die Inhomogenität u und Anisotropie a nach den drei Würfelnormalen, beide relativ zum Mittelwert von $K = 1$. Für Tiefengesteine ist $J : J_k < 1$, für Ergußgesteine meist > 1 bis zu 10, für Laven etwa 10, für einen veränderten Quarzporphyr = 75. K nimmt von 15 bis 1.5Γ mit abnehmender Feldstärke nur schwach ab; das in der Natur aus topographischen Effekten berechnete K im Erdfeld stimmt daher in den Fehlergrenzen von $\pm 20\%$ mit dem im Laboratorium gemessenen K überein. Die remanente Magnetisierung wechselt in derselben Tiefengesteins- und Ergußgesteinssmasse oft stark ihre Richtung, so daß Schlüsse auf die Richtung früherer Magnetfelder schon deshalb nicht immer sicher sind.

§ 1. Die magnetische Wirkung eines Gesteins im Erdfeld wird durch den induzierten und den remanenten Magnetismus bestimmt. Nur in den wenigen

Fällen, wo der remanente Magnetismus durch Blitzschlag eingeprägt wurde*), und in einigen anderen Fällen, in denen die Wirkung eines Gesteins im Erdfeld der Richtung und Größe nach ganz anders ist als die Induktion durch das heutige Erdfeld erwarten läßt, weiß man sicher, daß der remanente Magnetismus überwiegt. Sonst ist das Größenverhältnis von remanentem zu induziertem Magnetismus der Gesteine nicht bekannt. Das bedingt eine Unsicherheit in den Deutungen regionaler und lokaler magnetischer Anomalien. Den theoretischen Berechnungen hat man neuerdings nur die Annahme eines induzierten Magnetismus zugrunde gelegt, den remanenten Magnetismus vernachlässigt. Melloni, G. Folgheraiter**), J. Locke***) nahmen dagegen an, daß für die meisten Laven der remanente Magnetismus weit stärker ist als der induzierte. Ihre Vergleichsmethode war qualitativ. — Die folgenden quantitativen Messungen bestätigen ihre Annahme, soweit sie Lavagesteine betrifft. — B. Brunhes†) macht stillschweigend dieselbe Voraussetzung bei der Berechnung der magnetischen Wirkung des Puy de Dome. Auch nach einigen Beobachtungen, die R. Chevallier††) an Ätnalaven im Felde durchführte, scheint der von ihm genau untersuchte remanente Magnetismus den induzierten erheblich zu übersteigen.

§ 2. Eine Voruntersuchung zeigte, daß bei vielen Gesteinen der absolute Betrag der remanenten Magnetisierung sehr gering ist†††). Daher wurde ein hochempfindliches magnetometrisches Verfahren angewandt; die magnetostatische Induktion des Erdfeldes und die Bildwirkung der Magnete kommt dabei möglichst wenig zur Geltung gegenüber dem remanenten Magnetismus. Wegen starker magnetischer Störungen im Institut mußte das Magnetsystem astatisch sein. Um hohe Empfindlichkeit zu bekommen, waren lange Magnete, gute Astasierung, dünner Wolframfaden mit konstanter Nullage§) erforderlich. Diesen Bedingungen genügte ein System von vier möglichst gleichen Magneten aus Coerzitstahl D von Krupp, die so behandelt wurden, daß ein möglichst gleiches Moment für alle vier erzielt wurde. Die Astasierung wird verbessert durch kleine Magnete (Nähnadeln) oberhalb des Systems der vier Hauptmagnete; ihr Abstand

*) F. Pockels: Physikal. Zeitschr. **2**, 306 (1901) und N. J. Mitt. f. Min. 1897, I, S. 66; F. Loewinson-Lessing und F. Mitkevitch: Russ. Geol. Komm. 1925, S. 1, 44, Nr. 5; F. Loewinson-Lessing und A. Turcev: Bull. Acad. Sciences USSR 1927, S. 875, 4. Mai; A. Turcev: ebenda 1927, S. 821; 1928, S. 89.

) G. Folgheraiter: Rend. R. Acc. Lincei (V) **6, 17, 117, 165 (1890); **3**, II, 53 (1894); **4**, I, 203 (1895); **4**, II, 78 (1895).

***) J. Locke: Smithsonian Contribut. III, p. 1 (1852).

†) B. Brunhes: Bull. Soc. Belge d'Astronomie **10**, 270 (1905).

††) R. Chevallier: Ann. de phys. (10) **4**, 5 (1925).

†††) Die Magnetisierung der Volumeneinheit J der Granité, Gneise ist etwa 10^{-5} bis 10^{-6} CGS Γ ; das Gesamtmoment eines Würfels von 4 bis 5 cm Kantenlänge ist etwa 10^{-3} bis 10^{-4} CGS. Das magnetische Moment einer gesättigt magnetisierten dünnsten Nähnadel von etwa 20 mg ist etwa 0.3 CGS. Die Volumenmagnetisierung der durch Blitz magnetisierten Gesteine beträgt etwa 5 bis 400 CGS.

§) Vgl. Zeitschr. f. Physik **40**, 729 (1926); Zeitschr. f. Geophys. **2**, 257 (1926).

von dem System konnte geändert werden, ebenso ihre Richtung. Die erste gegenseitige Anpassung aller Magnete, wenn man ungefähr die richtige Lage des Spiegels und die gewünschte Schwingungsdauer erreicht hat, braucht ein bis drei Wochen, während deren nachjustiert wird*). Nach etwa einem Monat ist die Empfindlichkeit und Nullage dann $1\frac{1}{2}$ Jahr konstant geblieben. Wesentlich ist ein guter Temperaturschutz. Änderungen der Gesamttemperatur sind nicht schädlich, dagegen stören schon kleine örtliche Temperaturdifferenzen von 0.01° und weniger. Diese die Konstruktion aller empfindlichen Instrumente betreffende Tatsache**) steht in Zusammenhang mit den Radiometereffekten der Gasmoleküle, wie der Verfasser durch eingehendere Versuche ermittelte, die auch auf die Drehwaage von Eötvös sich erstreckten. Die Radiometereffekte infolge kleiner Temperaturdifferenzen***) und dann erst die Brown-Smoluchowskischen Schwankungen bestimmen die Grenzen der Empfindlichkeit aller Instrumente.

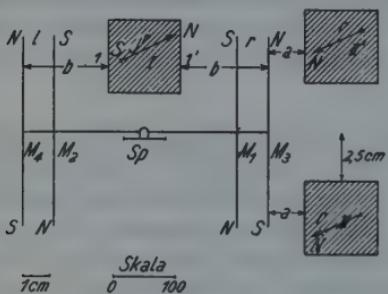


Fig. 1

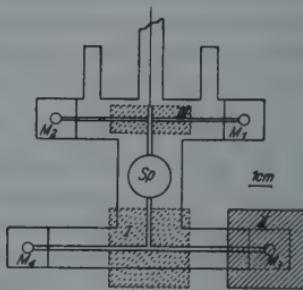


Fig. 2

Um die Temperaturdifferenzen auszugleichen, kommt bei magnetischen Apparaten in der Nähe der Magnetpole nur Kupfer in Frage; Aluminium ist nicht rein genug erhältlich. Ein ausreichender Kupferschutz bedingt aber bei größeren Schwingungsdauern eine starke überaperiodische Dämpfung und damit eine zu langsame Einstellung der Nullage. Durch geeignete Schnitte wurde die Dämpfung herabgesetzt, ohne die thermische Ausgleichung stark zu stören, die zur Vermeidung der radiometrischen Störungen der Nullage erforderlich ist. Fig. 1 und 2 zeigen schematisch die Apparatur; $M_1 M_2 M_3 M_4$ sind die Magnete; Sp der Spiegel.

*) Ein weiterer Schutz durch Eisenzyylinder war für die Handhabung unbequem und hätte auch wegen der besonders starken Störungen der Vertikalkomponente einen starken Schutz von oben und unten erfordert; denn Störungen der Vertikalkomponente setzen sich an den Eisenschutzzylindern teilweise in horizontale um. Eisenschutz ist nur zweckmäßig, wenn er nicht gegen das Instrument bewegt wird; hier müßten aber Gesteinswürfel in den Eisenschutz gebracht werden.

**) Siehe Zeitschr. f. techn. Phys. 1930.

***) Die Theorie der Radiometereffekte haben neuerdings für bestimmte Grundbedingungen entwickelt Edith Einstein, Albert Einstein, P. S. Epstein, Th. Sexl; experimentell hat G. Hettner einige Fälle geprüft.

Ein Gesteinswürfel mit beliebiger Magnetisierungsrichtung (s. Fig. 1) in Stellung I wird z. B. zwischen M_3 und M_4 mit dem Gesteinsnordpol \downarrow rechts den Nordpol von M_3 abstoßen, den von M_4 anziehen und den Spiegel drehen. Bei umgekehrter Lage des Würfels, wobei die Gesteinsflächen durch Anschläge in genau dieselben Abstände b von den Magneten kommen, findet die Drehung im umgekehrten Sinne statt. Dadurch hebt sich bei symmetrischer Stellung des Würfels die Bildwirkung der Magnete heraus; ein noch vorhandener Rest derselben und die statische Induktionswirkung des Erdfeldes bleiben, homogenes Gestein vorausgesetzt, bei Umkehrung des Würfels konstant, so daß die Differenz bei Umkehrung ohne weiteres nur die doppelte Wirkung der Remanenz im Würfel gibt. Derselbe Apparat dient zur Bestimmung der Suszeptibilität im Laboratorium, wobei der Würfel in Lage II kommt*). Wie Versuche zeigten, wirkt dann fast nur der nächstgelegene Pol von M_3 . Bei Abkompensation auf Nullage fallen etwaige Fehlerquellen und Korrekturen weg. Die quantitative Bestimmung des magnetischen Moments der Gesteinswürfel erfolgt durch Eichung mittels Stromspulen, die an die Stelle der Würfel bei I oder II gebracht werden. Das Moment in Gauß/cm ist $i \cdot F \cdot n \cdot 10$, wobei i in Ampere, die Windungsfläche F in Quadratzentimeter gemessen wird, n ist die Windungszahl. Die Formel gilt zwar für jede Gestalt und Größe des Stromkreises; aber die Kraftwirkung auf die astasierten Magnete ist von deren Gestalt und Größe, also von der Verteilung des Moments in den Stromspulen abhängig. Man kann innerhalb der hier in Frage kommenden Genauigkeit von $\pm 5\%$ eine den Gesteinswürfeln ähnliche, wenn auch nicht ganz homogene Magnetisierung herstellen, indem ein Holzwürfel derselben Größe mit Draht bewickelt wird. Außerdem wird eine kurze Zylinderspule, deren Radius klein war gegen deren Länge, hergestellt, auf welche die bekannten einfachen Formeln angewandt werden dürfen.

Für kleine Auschläge bis etwa sechs Skalenteile nach beiden Seiten der Nullage gilt innerhalb der Fehlergrenzen Proportionalität mit der Stromstärke, so daß man bei den späteren Messungen nicht genau abzukompensieren brauchte, sondern außerdem die Skalenteile ablas**). Auf dieselbe Art wurden die Kompensationsmagnete geeicht. Dadurch war für die zur Kompensation erforderliche Höhe des Kompensationsmagneten I oder II über dem astatischen System das die gleiche aber entgegengesetzte Wirkung gebende magnetische Moment des Gesteinswürfels bekannt. Für den Würfel von 4 cm Kantenlänge entsprach für kleine Anschlüsse im Mittel ein Skalenteil = $8.05 \cdot 10^{-3}$, für 6 cm Würfel ein Skalenteil = $4.15 \cdot 10^{-3}$ in Γ usw. Daß diese Eichwerte C mit der Würfelgröße wachsen, ist verursacht dadurch, daß die Wirkung der Abstandsverringerung der wirk samen Momente, nämlich der Näherung der seitlichen Würfelflächen an die Magnete des Systems in horizontaler Richtung, kleiner ist als die der Ab-

*) Siehe Zeitschr. f. Phys. 54, 511 (1929).

**) Es war z. B. für 20 Windungen und die Stromstärke 2.10 Volt : 2000 Ohm, der Doppelausschlag bei Kommutieren 11 Skalenteile.

standsvergrößerung durch die Ausdehnung der Würfelflächen in vertikaler Richtung.

(Der Drahtwürfel von 4 cm gab in Lage III (s. Fig. 2) einen Skalenteil = $1.5 \cdot 10^{-3}$.) Dann wurde für diesen Würfel von 4 cm an der Stelle II (Fig. 1), wo die Suszeptibilität gemessen wird *), bei Stromumkehr der Doppelausschlag für verschiedene Abstände bestimmt **).

Aus den Messungen an den sechs Würfelseiten: $n_1, n_1^1, n_2, n_2^1, n_3, n_3^1$ erhält man aus den Ausschlägen $n_1 - n_1^1 = R_1, n_2 - n_2^1 = R_2$ usw. mit dem oben angegebenen Reduktionsfaktor C für den Doppelausschlag durch Multiplikation die drei Komponenten des remanenten Moments M_1, M_2, M_3 . Das Gesamtmoment M ist

$$M^2 = M_1^2 + M_2^2 + M_3^2 = C(R_1^2 + R_2^2 + R_3^2); \quad (\text{A})$$

die remanente Magnetisierung J in Gauß wird durch Division mit dem Volumen des Würfels erhalten.

Die Formel (A) entspricht der von Brunhes auf Laven der Auvergne angewandten Methode. Für die Anwendung von Formel (A) ist Voraussetzung, daß die Verteilung der remanenten Magnetisierung einfach vektoriell ist, oder was dasselbe bedeutet, daß die Magnetisierungskonstante von der Feldstärke unabhängig war bei der Temperatur, als der remanente Magnetismus angenommen wurde, und daß die Magnetisierung dann bei fallender Temperatur stets proportional anwuchs, unabhängig von ihrer ursprünglichen Größe. Versuche, die a. a. O. beschrieben werden sollen, zeigten, daß obige Annahmen nicht genau zutreffen ***)), daß deren Gültigkeit vielmehr auch von den Abkühlungsbedingungen abhängt. Doch ist in erster grober Näherung für Gesteine der damit zusammenhängende Fehler in der Bestimmung der heutigen gesamten remanenten Magnetisierung meist kleiner als 20%.

Die Suszeptibilität wird in Stellung II' an sechs Würfelflächen gegenüber einem Pol, z. B. am Nordpol gemessen, genau so wie bei der früher beschriebenen Messung mit einem Magnet. Um die Inhomogenitätseffekte u_1, u_2, u_3 von den Wirkungen der Anisotropie a_1, a_2, a_3 und der Remanenz zu trennen, werden auch an dem anderen Pol S des Magneten in Lage II (s. Fig. 1) genau symmetrisch sechs Messungen s_1, s_1^1 usw. durchgeführt, falls mit dem Feldvariometer, also

*) Siehe Zeitschr. f. Phys. 54, 511 (1929).

**) Dadurch war auch die Eichung der aus den a. a. O. zu besprechenden Variometermessungen berechneten Ausschläge für den remanenten Magnetismus in CGS möglich.

***) Einwandfrei wäre die ballistische Nullmethode von Chevallier für, verglichen mit K , schwache Remanenz, wenn der Würfel im Felde Null, also bei abkompensiertem Erdfeld, in die Spule geschoben wird. Doch ist die absolute Größe der Remanenz bei Graniten so klein, daß die von den Verstärkerrohren auch vergrößerten magnetischen Störungen im Laboratorium überwiegen und erst durch eine Anordnung nach Art der Induktionswaage zu beseitigen sind. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Richtung der Magnetisierung ist aber dann noch für Granite von derselben Ordnung wie der hier durch die Feldstärkenabhängigkeit der Suszeptibilität bedingte Fehler.

nur mit einem Magnet, allein gemessen wurde. Die drei Remanenzkomponenten sind im Mittel dann $(n_1 - s_1 - n_1^1 + s_1^1) : 2$ usw.

Mit dem hier beschriebenen Laboratoriumsapparat, mit dem man die Remanenz gesondert direkt in Stellung I mißt, genügt Messung in Stellung II nur an einem Pol. Sind die Ausschläge für die drei Komponenten der Remanenz mit dem Laboratoriumsapparat in Stellung I bestimmt (s. oben) = R_1, R_2, R_3 , so erhält man durch Umrechnung mit Hilfe eines einmal bestimmten Faktors die ihnen entsprechenden Doppelausschläge für Stellung II' = r_1, r_2, r_3 . Man bildet jetzt für Stellung II' $n_1 + r_1^1, n_1^1 - r_2^1$ usw., wobei jeweils das Zeichen zu beachten ist. Positives r_1 bedeutet Nordpol auf der Würfelseite 1. Die Inhomogenität ist dann $(n_1 - n_1^1 + r_1) : n_m = u_1, (n_2 - n_2^1 + r_2) : n_m = u_2$ usw.; hierin bedeutet n_m das Mittel $\sum_{i=1}^6 n_i : 6$.

Die Anisotropie soll definiert werden als $a_1 = K_1 : K, a_2 = K_2 : K$ usw., wobei $K = (K_1 + K_2 + K_3) : 3$ ist. Man erhält K_1 aus $(n_1 + n_1^1 + s_1 + s_1^1) : 4$ als Ausschlag und kann K auch als Ausschlag messen. Oder alles in Suszeptibilitäten.

In der scheinbaren Anisotropie kann noch ein nicht sicher auszusondernder Inhomogenitätsanteil verborgen sein.

In erster Näherung gilt für Gesteine die einem Rotationsellipsoid mit den Achsen a und c entsprechende Symmetrie; somit kann man aus $K_1, K_2, K_3 (= K_i)$ sowohl K_a wie K_c erhalten nach der Formel: $\varrho_i = \varrho_a \sin^2 \gamma_i + \varrho_c \cos^2 \gamma_i$, worin $\varrho = K : (1 + \frac{4}{3} \pi K)$, also meist $\varrho = K$. γ_i ist der Winkel der Würfelflächennormalen i mit der c -Achse. — Wenn eine Würfelkante schon der Hauptachse parallel ist, so sind zwei der Größen K_1, K_2, K_3 einander gleich und man erhält direkt K_a und K_c . Wenn man die Orientierung gegen die Hauptachse kennt, so gibt die Formel einen Anhaltspunkt, inwieweit die Anisotropie $K_a : K_c$ noch durch Inhomogenitätsreste gefälscht ist. Bei den alpinen Gneisen ist die Anisotropie relativ zur Inhomogenität ziemlich groß. Dagegen sind bei Massengesteinen die Inhomogenitätsreste oft von der gleichen Größe wie eine etwaige Anisotropie, und erst mit mehreren Würfeln ist ein brauchbarer Mittelwert ihrer geringen Anisotropie zu erhalten. In einem Falle wurde derart Anisotropie eines Massengesteines sicher festgestellt.

Sind die zu untersuchenden Substanzen anisotrop, so kann diese magnetometrische Methode nur einen Näherungswert für eine bestimmte Richtung geben; denn das in Frage kommende Kraftfeld des Magneten im Apparat ist inhomogen; maßgebend sind die Kraftlinien, welche in einem Winkel mit der Normalen von 0 bis 30° die Grenzfläche durchsetzen. Exakte Werte wären nur im homogenen Felde an Körpern zu erhalten, die von geschlossenen Flächen zweiten Grades begrenzt werden. Doch wären die Kosten ihrer Herstellung aus Gesteinen so hoch, daß man von der Untersuchung mehrerer Gesteine absehen müßte. Die Genauigkeit hätte nur Wert, wenn ein Gestein sehr homogen wäre, was gerade anisotrope Gesteine nicht zu sein pflegen.

Durch Messungen an Würfeln von meist 4 cm Kante war weiter beabsichtigt, die Richtung des remanenten Magnetismus festzustellen*). Hierzu wurde an dem anstehenden Gestein eine ziemlich ebene Fläche an geeigneter nicht schwer loszutrennender Stelle ausgesucht. Auf dieser Fläche wurde für das Streichen ein horizontales Pfeilzeichen (Pfeil stets rechts für den Beschauer) und ein vom Pfeil nach unten gehender Strich für Fallen mit Ölstift und Tintenstift angebracht, wobei mit dem Geologenkompaß**) die zwei Winkel, Streichwinkel mit der magnetischen Nordrichtung und Fallwinkel mit der Horizontalen, bestimmt wurden. Diese Fläche wurde später stets eine Würfelfläche und ist als 1 bezeichnet worden. Die Würfelkanten wurden angenähert parallel und senkrecht zum Pfeil,

damit auch zu dem Fallstrich geschnitten.

Daher lagen im Gestein vier parallele Würfelkanten horizontal und zwar die von 1—2¹, 1—2, 1¹—2¹, 1¹—2 (s. Fig. 3).

Jede Würfelfläche, mit Rotlack nummeriert, steht mit zwei ihrer Kanten bei der Messung parallel der Achse der Magnetnadel im Instrument (s. Fig. 2). Die gemessenen Komponenten der remanenten Magnetisierung sind also den Flächennormalen und jeweils einer der drei aufeinander normalen Kanten des

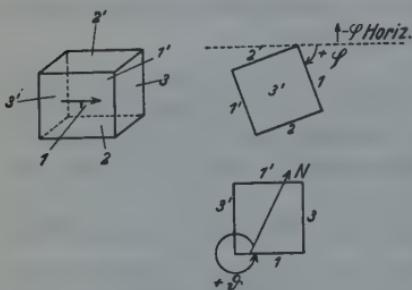


Fig. 3

Würfels parallel. Somit lässt sich der kleinste Winkel i der Magnetisierung mit einer Horizontalen, der nach unten positiv gerechnet wird und $\leq 90^\circ$ ist, und der Winkel φ dieser Horizontalen mit der jetzigen magnetischen Nordrichtung, der nach Westen positiv ist, leicht aus den drei Zahlenwerten der Komponenten berechnen. Es sei 1 die Fläche mit dem Fallzeichen, 1¹ die Gegenfläche, 2¹ die Fläche oberhalb und 2 unterhalb des Fallzeichens (siehe für das Folgende Fig. 8). 3 ist die Fläche senkrecht auf dem Pfeil an der Pfeilspitze, 3¹ die gegenüberliegende. Der Fallwinkel gegen die Horizontale sei φ . R_1 , R_2 , R_3 werden in Richtung der äußeren Flächennormalen als positiv bezeichnet, wenn der Nordmagnetismus der betreffenden Komponente nach außen gerichtet ist. Der Inklinationswinkel i der gesamten remanenten Magnetisierung r wird wie φ von der Horizontalen nach unten positiv gerechnet. Die gesamte Horizontalalkomponente R_h ist

$$\sqrt{R_3^2 + (R_1 \sin \varphi + R_2 \cos \varphi)^2}.$$

Die Vertikalkomponente $R_s = R_1 \cos \varphi + R_2 \sin \varphi$, $\operatorname{tg} i = R_s : R_h$. Für $\varphi = 90$ ist $\operatorname{tg} i = R_2 : \sqrt{R_3^2 + R_1^2}$. Der Deklinationswinkel der Magnetisierung wird, da das Streichen mit der Bussole gemessen wird, zusammengesetzt aus dem

*) Eine Fehlerquelle hierbei bildet die Abhängigkeit des K von der Feldstärke, wie § 8 erörtert.

**) Die anzulegende Kante des Kompasses war durch weiße Farbe gekennzeichnet.

heutigen Deklinationswinkel δ der erdmagnetischen Horizontalfeldstärke und dem Winkel ε , den die Magnetisierung mit dieser macht. Der Streichwinkel ϑ der Fläche 1 in Richtung des Pfeiles des Streichzeichens, also der Außennormalen von 3, sei nach Westen von der magnetischen Nordrichtung positiv gerechnet. Dann ist $\varepsilon = \vartheta + \gamma$, wobei $\operatorname{tg} \gamma = \frac{-r_1 \sin \varphi - r_2 \sin \varphi}{r_3}$; für $\varphi = 90^\circ$ ist $\operatorname{tg} \gamma = -r_1 : r_3$.

An einigen Würfeln traten bei Verschieben der Grenzfläche parallel mit sich Änderungen der Komponenten des remanenten Magnetismus bis zu 30% und mehr nach Größe und Richtung auf; bei anderen war die Änderung kleiner.

Bei einigen möglichst genauen Messungen wurden die Asymmetrien verschiedener Art und die kleine Wirkung der Magnetisierungskomponente parallel der Achse der Magnete dadurch eliminiert, daß jeweils für eine Würfelnormale in den vier verschiedenen möglichen Lagen des Würfels mit Drehung um je 90° beobachtet und das Mittel der Ablesungen genommen wird. Die Unterschiede sind aber für homogene Substanzen klein. G. Folgheraiter hatte hierauf aufmerksam gemacht; der von ihm angegebene Grund kommt nur für größere K in Frage, wenn K um mehr als $1 \cdot 10^{-2}$ von 1 verschieden ist und daher in den Flächen des Gesteinswürfels die Kraftlinien merklich gebrochen werden. Bei den meisten Gesteinen sind die Fehler viel stärker, die verursacht sind durch Inhomogenität von K und der remanenten Magnetisierung.

Wenn es sich nur um Richtungsbestimmungen der Magnetisierung handelt, wäre eine Nullmethode, z. B. eine ballistische, wie sie R. Chevallier anwandte, oder eine magnetometrische vorzuziehen. Aber bei schwach magnetischen Gesteinen $K \leq 1 \cdot 10^{-4}$ sind die Nullverfahren auch für die Richtungsbestimmung schwer anwendbar.

§ 3. Es sei zunächst ein Beispiel für ein stark magnetisches Gestein gegeben: Basalt (Roßberg bei Oberramstadt, Hessen, Deutschland) Nr. 25. Würfel $4 \times 4 \times 4$ cm. Volumen = 64 ccm. In Stellung I bedeutet $1-1^1$: 1 links, 1^1 rechts (vgl. Fig. 3); Ausschlag nach kleineren Zahlen bedeutet Abstoßung des Nordpolmagneten durch die Fläche 1, die da einen Nordpol hatte.

$$1-1^1 = 42.3; \quad 1^1-1 = 88.2; \quad 2-2^1 = 87.0; \quad 2^1-2 = 42.0; \quad 3-3^1 = 40.2; \quad 3^1-3 = 34.5.$$

Also ist $R_1 = +4.1$, $R_2 = -5.0$, $R_3 = +5.7$. Daher ist $R = 8.5$ oder nach § 2 ist $J = 8.5 \times 3.0 \cdot 10^{-3} : 64 = 3.95 \cdot 10^{-4}$ CGS. — $\varphi = 100^\circ$, $\vartheta = 46^\circ$. Also $R_s = 4.1 \cos 100^\circ - 5.0 \sin 100^\circ = -5.5$; $R_h = \sqrt{5.7^2 + 4.8^2} = 7.5$; $\operatorname{tg} i = (-5.5) : (+7.5)$; $i = -36^\circ$. Die Magnetisierung ist also nach oben entgegen dem heutigen Feld gerichtet; statt des Südpols steht der Nordpol oben. $\operatorname{tg} \gamma = (-4.8) : (+5.7) = (-0.85) : (+1)$; $\gamma = 360^\circ - 40^\circ$; $\varepsilon = 46^\circ + 360^\circ - 40^\circ = +6^\circ$. Der Winkel dieser Magnetisierung mit astronomisch Nord-Süd beträgt 15° n. W.; denn die Deklination war nach Nippoldt-Schering dort 1911 etwa 11° , jetzt, als 1929 das Streichen gemessen wurde, ist sie etwa 9° .

Die Suszeptibilität wurde am Magnetsüdpol für die sämtlichen Flächen in willkürlichen Einheiten verglichen: $s_1 = 8.0$, $s_1^1 = 5.5$, $s_2 = 12.7$, $s_2^1 = 11.0$,

$s_3 = 10.2$, $s_3 = 8.8$. Im Mittel ist $s = 9.3$. In diese Einheiten für die s umgerechnet ist $R_1 = + 1.6$, $R_2 = - 2.0$, $R_3 = + 2.3$, und daher die Inhomogenität u_1 auf $1-1^1 = (2.5 - 1.6) : 9.3 = 0.10$; u_2 auf $2-2^1 = 0.40$; u_3 auf $3-3^1 = 0.10$. Die relative Anisotropie wäre $(11^1) = (6.7 - 9.3) : 9.3 = - 0.28$, $(22^1) = + 0.26$, $(33^1) = + 0.02$. Da aber die Inhomogenität bis zu 40% beträgt, ist ein Inhomogenitätsrest von der Größe der hier gefundenen Anisotropie möglich. Man kann also keinen sicheren Schluß auf etwaige Anisotropie dieses Gesteins ziehen. Die Suszeptibilität K berechnet sich in der früher mitgeteilten Weise aus dem mittleren Ausschlag von 9.3 Skalenteilen zu $2.3 \cdot 10^{-3}$ und genauer gemessen durch Kompensation zu $2.5 \cdot 10^{-3}$. Die Induktion durch die heutige Totalintensität von rund 0.45 Gauß des Erdfeldes T in jener Gegend gibt eine Magnetisierung $J_K = 1.12 \cdot 10^{-3}$. Die beobachtete remanente Magnetisierung von $3.95 \cdot 10^{-4}$ ist also 0.35 der heute induzierten. Für die Feldmessungen ist dies Verhältnis aber noch kleiner, weil die Richtung des remanenten Magnetismus stark wechselt, und so infolge der Unordnung der remanente Magnetismus für größere Abstände sich oft aufhebt.

Ein Basalt von einer anderen Stelle desselben Steinbruchs hatte $K = 2.3 \cdot 10^{-3}$. Die Inhomogenitäten u_1, u_2, u_3 waren 18, 3, 5%. Eine etwaige relative Anisotropie war nur halb so groß als die maximale Inhomogenität von 18%, daher unsicher. Die remanente Magnetisierung war etwa gleich der induzierten; ihre Richtung ist durch die Winkel $i = + 55^\circ$, $\varepsilon = + 166^\circ$ gegeben. — Als weiteres Beispiel sei ein schwach magnetischer Granit des Aarmassivs Nr. 80 (Gurtnelly, Schweiz), Würfel von 4 cm Kante, angeführt: $R_1 = 0.2$, $R_2 = + 0.2$, $R_3 = + 0.3$, $R = 0.41$, $J = 1.9 \cdot 10^{-5}$. Im Abstand 1.12 cm: $s_1 = 5.7$, $s_1^1 = 6.8$, $s_2 = 6.8$, $s_2^1 = 5.0$, $s_3 = 5.2$, $s_3^1 = 10.4$, s (Mittel) = 6.5. Ein Glastrog von $4 \times 4 \times 4$ cm mit Eisenchloridlösung von $K = 5.7 \cdot 10^{-5}$ gab im Abstand von 1.32 cm 4.8 Skalenteile Ausschlag. Also ist $K = 5.7 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{6.5}{4.8} \left(\frac{1.12}{1.32} \right)^2 \cdot 0.97$, wobei 0.97 die Korrektion für die Größe der Grenzfläche ist; deren gleiche Fläche wirkt in den zwei verschiedenen Abständen etwas verschieden (s. S. 193, Anm. *). Danach ist $K = 5.2 \cdot 10^{-5}$; die heutige totale Induktion J_K ist danach $2.35 \cdot 10^{-5}$. Also ist $J : J_K = 0.80$. Die Richtungswinkel der Magnetisierung sind gegeben durch $\operatorname{tg} i = + 0.2 : 0.37$, $i = + 28^\circ$, wobei $\varphi = 98^\circ$, $\vartheta = 340^\circ$, $\operatorname{tg} \gamma = + 0.02 : + 0.8$, $\gamma = 35^\circ$, $\varepsilon = 340^\circ + 35^\circ = + 15^\circ$. Die Inhomogenität war $u_1 = 0.23$, $u_2 = 0.15$, $u_3 = 0.72$. Die relative Anisotropie $(1, 1^1) = 0.04$, $(2, 2^1) = - 0.15$, $(3, 3^1) = + 0.19$ ist kleiner als die maximale Inhomogenität und daher unsicher.

§ 4. Im folgenden sind tabellarisch die Ergebnisse zusammengestellt an Würfeln aus Gesteinsstücken in bekannter Orientierung, die der Verfasser abgeschlagen hat, weiter an Würfeln, welche die Abteilung für Baugewerbe des Preußischen Staatlichen Materialprüfungsamtes in Berlin-Dahlem dem Verfasser gütigst zur Verfügung gestellt hat (mit D bezeichnet), und an Würfeln, welche die Eidgenössische Materialprüfungsanstalt an der

Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich freundlichst gegeben hat (mit Z bezeichnet). Von den Würfeln der Materialprüfungsämter ist die Orientierung nicht bekannt. Die Gesteine, bei denen die Bezeichnung des Staates fehlt, sind aus Deutschland. u in der Tabelle bei J (remanente Magnetisierung) bedeutet starke Inhomogenität des Würfels, etwa Unterschiede von mehr als 30% in der Größe und über $\pm 40^\circ$ der Richtung. Ebenso bedeutet u bei K Unterschiede in K von mehr als 30% im Würfel. Die Bedeutung der anderen Größen ist im vorhergehenden gegeben.

Tabelle 1.

	K	J	J/J_K	u_1	u_2	u_3	a_1	a_2	a_3
8992, Granit ¹⁾	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$< 1 \cdot 10^{-6}$	< 0.20	< 0.06	< 0.06	< 0.06	< 0.06	< 0.06	< 0.06
267, Granit ²⁾	$3.7 \cdot 10^{-5} u$	$< 5 \cdot 10^{-6} u$	0.25	0.80	0	0	?	?	?
21 664, Granit ³⁾	$0.4 \cdot 10^{-5} u$	$< 1 \cdot 10^{-6} u$	0.5	3.0	0.1	0.06	?	?	?
22 846, Zweiglimmergranit ⁴⁾	$4 \cdot 10^{-5} u$	$< 5 \cdot 10^{-6} u$	< 0.25	0.50	0.30	0	$+ 1.0 (?)$	- 1.0	0
Granit ⁵⁾	$8.0 \cdot 10^{-5}$	$< 2 \cdot 10^{-6}$	< 0.13	< 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05
21 784, Granit ⁶⁾	$4.7 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	0.17	< 0.05	< 0.04	< 0.04	- 0.03	$+ 0.06$	- 0.03
342 B, Granit ⁷⁾	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$5.7 \cdot 10^{-6}$	0.70	< 0.04	< 0.04	< 0.04	< 0.04	< 0.04	< 0.04
649, Granit ⁷⁾	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$4.7 \cdot 10^{-6}$	etwa 0.6	0.05	0.05	0.5	< 0.1	< 0.1	< 0.1
182 F, Granit ⁷⁾	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-6}$	etwa 1 (?)	0.05	0.05	0.03	$+ 0.15$	- 0.07	- 0.07
342, Granit ⁷⁾	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$< 3 \cdot 10^{-6}$	< 0.3	0.02	0.02	0.10	- 0.04	$+ 0.04$	$+ 0.08$
16, Granit ⁸⁾	$6 \cdot 10^{-6}$	$< 3 \cdot 10^{-6}$?	0.07	0.05	0.12	< 0.07	< 0.07	< 0.07
Granit ⁹⁾	$7.6 \cdot 10^{-6}$	$< 3 \cdot 10^{-6}$?	0.05	0	0	- 0.06	$+ 0.03$	$+ 0.02$
Granit ¹⁰⁾	$5 \cdot 10^{-6}$	$< 3 \cdot 10^{-6}$?	0.15	0.05	0	- 0.10	0	$+ 0.10$
Granit ¹¹⁾	$6 \cdot 10^{-6}$	$< 3 \cdot 10^{-6}$?	0.05	0.05	0	< 0.05	< 0.05	< 0.05
III, Granit ¹²⁾	$9 \cdot 10^{-6}$	$< 3 \cdot 10^{-6}$?	0.03	0.03	0	< 0.03	< 0.03	< 0.03
I, Granit ¹³⁾	$1.9 \cdot 10^{-5}$	$< 4 \cdot 10^{-6}$	< 0.4	0.03	0.02	0.06	< 0.05	< 0.05	< 0.05
Aargranit Nr. 39 ¹⁴⁾	$5.2 \cdot 10^{-5} u$	$1.9 \cdot 10^{-5} u$	0.80	0.23	0.15	0.72	- 0.04	- 0.15	$+ 0.19$
Aargranit Nr. 21 ¹⁵⁾	$3.9 \cdot 10^{-5} u$	$1 \cdot 10^{-5} u$	0.50	0.30	0.02	0.01	- 0.09	- 0.09	$+ 0.18$
Magnetitreicher Aargranit Nr. 26 ¹⁶⁾	$6.0 \cdot 10^{-4} u$	$6.0 \cdot 10^{-5} u$	0.20	0.41	0.05	0.32	?	?	?
derselbe Nr. 36, wie Nr. 26 ¹⁷⁾	$1.2 \cdot 10^{-4} u$	$2 \cdot 10^{-5} u$	0.33	0.3	0.45	0	?	?	?
Diorit ¹⁸⁾	$1.1 \cdot 10^{-4} u$	$3.4 \cdot 10^{-6} u$	0.65	0.15	0.30	0.22	—	—	—
Quarzdiorit ¹⁹⁾	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$< 1 \cdot 10^{-6}$	0.15	0	0	0	- 0.05	- 0.05	$+ 0.10$
Hornblenden- plit ²⁰⁾	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	1.0	0.08	0.04	0.04	?	?	?
Amphibolit Nr. 29 ²¹⁾	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$	0.4	0.02	0.05	0.02	$+ 0.05$	- 0.04	- 0.01
Amphibolit Nr. 33 ²²⁾	$4.2 \cdot 10^{-5} u$	$1.4 \cdot 10^{-5} u$	0.7	0.22	0.08	0.17	?	?	?
Amphibolit Nr. 35 ²³⁾	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	0.7	0.09	0.08	0.06	- 0.12	$+ 0.03$	$+ 0.09$

¹⁾ Ort nicht angegeben. ²⁾ Harz. ³⁾ Schlesien. ⁴⁾ Lichtenau, Passau. ⁵⁾ Hauzenberg, Passau. ⁶⁾ Sachsen. ⁷⁾ Neiße, Schlesien. ⁸⁾ Niederschlema, ⁹⁾ Kalteneck bei Würzburg, ¹⁰⁾ Ottenhöfen, Baden. ¹¹⁾ Alptal, Schwarzwald, Baden. ¹²⁾ Neu Brohna, Luzach, Sachsen. ¹³⁾ Brohna, Bautzen, Sachsen. ¹⁴⁾ Normaler Aargranit, westlich 50 m über Bahnhof Gurtmellen, Uri, Schweiz. ¹⁵⁾ 10 m südlich von ¹⁴⁾. ¹⁶⁾ Magnetitreicher Streifen nördlich 70 m über Hotel Dammagletscher, Göschenen Alp, Uri, Schweiz. ¹⁷⁾ 20 m westlich von ¹⁶⁾. ¹⁸⁾ Namering, Bayern. ¹⁹⁾ Taferl, Vilshofen, Bayern. ²⁰⁾ Duchroth, Pfalz. ²¹⁾ Geschel, Golzeren, Bristen, Uri, Schweiz. ²²⁾ Wald östlich Etzliboden, Bristen, Schweiz. ²³⁾ Wasserfall des Seebach, etwa 900 m ü. d. M., Bristen, Schweiz.

Tabelle 2

	<i>K</i>	<i>J</i>	<i>J : J_v</i>	<i>u₁</i>	<i>u₂</i>	<i>u₃</i>	<i>a₁</i>	<i>a₂</i>	<i>a₃</i>
D 456 b, Olivin-									
gabbro ¹⁾ . . .	5.1 . 10 ⁻⁴ u	3.3 . 10 ⁻⁵ u	0.13	0.23	0.16	0.27	—	—	—
Gabbrodiort Nr. 27 ²⁾	13.7 . 10 ⁻⁴ u	5.0 . 10 ⁻⁵ u	0.08	0.12	0.10	0.15	?	?	?
Gabbrodiort Nr. 38 ³⁾	3.0 . 10 ⁻⁴ u	1.8 . 10 ⁻⁴ u	1.2	0.12	0.03	0.20 — 0.3	— 0.7	+ 1.0	
Serpentin Nr. 31 ⁴⁾ .	1.3 . 10 ⁻³ u	2.1 . 10 ⁻⁴ u	0.33	0.43	0.13	0.17	?	?	?
Serpentin Nr. 30 ⁵⁾ .	1.4 . 10 ⁻³ u	7.4 . 10 ⁻⁴ u	1	0.01	1.1	1.2	?	?	?
Lavezstein Nr. 28 ⁶⁾	6.5 . 10 ⁻³ u	1.6 . 10 ⁻³ u ^{6a)}	0.5	1.5	0.5	2.0	?	?	?
D 871, Diabas ⁷⁾ . .	1.5 . 10 ⁻³	1.6 . 10 ⁻⁴	0.23	0	0.11	0.13 < 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1
D 141, Diabas ⁸⁾ . .	1.08 . 10 ⁻³ u	4.9 . 10 ⁻⁴ u	1.0	0.25	0.55	0.80	?	?	?
D 42 F, Diabas ⁹⁾ . .	1.6 . 10 ⁻⁴	9.4 . 10 ⁻⁴	0.13 < 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05
D 935, Diabas ¹⁰⁾ . .	9.6 . 10 ⁻⁵	< 2.5 . 10 ⁻⁶	< 0.05	0	0.05	0.05 < 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05
Rofnagneis ¹¹⁾ . . .	8.0 . 10 ⁻⁶ u	2 . 10 ⁻⁶ u	0.5	0.18	0	0.10	0	— 0.10	+ 0.10
D 667, Gneis ¹²⁾ . . .	2.2 . 10 ⁻⁵ u	5 . 10 ⁻⁶ u	0.5	0.40	0.35	0	?	?	?
D 25 221, Zwei-									
glimmergneis ¹³⁾ . .	9.8 . 10 ⁻⁵	3.2 . 10 ⁻⁵	0.65	0.50	0.35	0.05 + 0.07	0.20 + 0.07		
Zweiglimmerorthortho-									
gneis ¹⁴⁾	2.5 . 10 ⁻⁵	< 2 . 10 ⁻⁶	< 0.2	0.05	0.05	0.05 — 0.19	+ 0.10	+ 0.10	
Paragneis, injiziert,									
Nr. 23 ¹⁵⁾	2.7 . 10 ⁻⁵ u	3.1 . 10 ⁻⁵ u	2.4	0.35	0.20	0.08	?	?	?
D 154, Gneis-									
granulit ¹⁶⁾	1.1 . 10 ⁻⁴ u	5.2 . 10 ⁻⁵ u	1.04	0.05	0.18	0.05 + 0.19	— 0.04	— 0.15	

Sedimente

D 2826, Oolithischer									
Jurasandstein ¹⁷⁾ .	2.6 . 10 ⁻⁶	< 3 . 10 ⁻⁶	—	< 0.10	< 0.10	< 0.10	< 0.10	< 0.10	< 0.10
D 7, Ruhrsandstein,									
Carbon	5 . 10 ⁻⁶	< 3 . 10 ⁻⁶	—	0.05	0	0.05 < 0.05	< 0.05	< 0.05	< 0.05
Septarienton,									
Tertiär ¹⁸⁾	1.6 . 10 ⁻⁵	< 3 . 10 ⁻⁶	—	< 0.02	< 0.02	< 0.02	< 0.02	< 0.02	< 0.02
Echinodermen-									
breccie Dogger ¹⁹⁾ .	7 . 10 ⁻⁶	< 3 . 10 ⁻⁶	—	—	—	—	—	—	—
D 867, Zement. . .	5.3 . 10 ⁻⁴	< 3 . 10 ⁻⁶	—	< 0.01	< 0.01	< 0.01	—	—	—
D 292, Straßen-									
klinker ²⁰⁾	4.8 . 10 ⁻⁵	3.0 . 10 ⁻⁴	13	0.16	0.08	0	— 0.20	+ 0.16	+ 0.04
Hämatit ²¹⁾	2.8 . 10 ⁻⁵	3.6 . 10 ⁻⁵	0.03	0.47	0.10	0.15	?	?	?

¹⁾ Bachergebirge, Slowenien, Jugoslawien. ²⁾ Ruseinertobel, Westseite, Disentis, Schweiz. ³⁾ 50 m von ²⁾, Ostseite, aplittische Streifen, sehr inhomogen. ⁴⁾ Oberhalb Hospental, Uri, Schweiz. ⁵⁾ 20 m östlich von ⁴⁾ mit Dolomitadern. ⁶⁾ Calmot, Oberalp, Andermatt, Uri, Schweiz. ^{6a)} Inhomogen; Differenzen von ± 50% in Größe und ± 90° in Richtung. ⁷⁾ Brohna, Bautzen. ⁸⁾ Neubrohna, Luzzza, Sachsen. ⁹⁾ Kreis Biedenkopf. ¹⁰⁾ Zertrümmerter, umgewandelter, verfestigter, geschieferter Diabas, Taunus. ¹¹⁾ Porphyritisch; Innerferrera, Graubünden, Schweiz. ¹²⁾ Kreis Münsterberg. ¹³⁾ Lauenstein, Sachsen. ¹⁴⁾ Cresciano-Osogna, Ticino, Schweiz (1—11), Längsstreifung, großkörnig, ⊥ Schieferung; (2—21) || Schieferung; (3—31) ⊥ Schieferung, feingestreift. ¹⁵⁾ Bellinzona, Schweiz. ¹⁶⁾ Ebersbach, Döbeln, Sachsen. ¹⁷⁾ Osnabrück. ¹⁸⁾ Dillingen, Lahr, Baden. ¹⁹⁾ Gonzen, Sargans, St. Gallen, Schweiz. ²⁰⁾ Schwach gebrannter Ziegel. ²¹⁾ wie ¹⁹⁾.

Tabelle 3.

	<i>K</i>	<i>J</i>	<i>J : J_v</i>	<i>u₁</i>	<i>u₂</i>	<i>u₃</i>	<i>a₁</i>	<i>a₂</i>	<i>a₃</i>
290, Quarz- porphyr ¹⁾ . . .	$1 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	75	—	—	—	—	—	—
21 745, älterer Quarzporphyr ²⁾ .	$39 \cdot 10^{-5} u$	$1.3 \cdot 10^{-4} u$	0.65	0.10	0.05	0	?	?	?
24 106, Quarz- porphyr ³⁾ . . .	$4.2 \cdot 10^{-4} u$	$2.5 \cdot 10^{-4} u$	1.3	0.62	0.35	0.20	?	?	?
106, Quarz- porphyr ⁴⁾ . . .	$5.0 \cdot 10^{-4} u$	$8 \cdot 10^{-5} u$	0.38	—	—	—	—	—	—
22 693 II, Quarz- glimmerporphyr ⁵⁾	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	7.0	< 0.02	< 0.02	< 0.02	- 0.07	+ 0.03	+ 0.04
22 693 I, Quarz- glimmerporphyr ⁵⁾	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$7.3 \cdot 10^{-5}$	4.3	< 0.02	< 0.02	< 0.02	< 0.02	< 0.02	< 0.02
867, Porphyrt ⁶⁾ .	$6.1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-6}$	0.29	0.26	0	0.12	?	?	?
Basalt Nr. 25 ⁷⁾ .	$2.5 \cdot 10^{-3} u$	$4.0 \cdot 10^{-4} u$	0.36	0.38	0.10	0	- 0.28	+ 0.26	0
Basalt Nr. 24 ⁸⁾ .	$1.8 \cdot 10^{-3} u$	$1.2 \cdot 10^{-4} u$	0.15	0.18	0.03	0.05	?	?	?
19, Basaltlava ⁹⁾ .	$8.7 \cdot 10^{-4} u$	$3.6 \cdot 10^{-3} u$	9.2	0.6	0.3	0.2	?	?	?
A, Basaltlava ¹⁰⁾ .	$7.0 \cdot 10^{-4} u$	$3.9 \cdot 10^{-3} u$	11	0.8	0.4	0.9	?	?	?
062, Basalt ¹¹⁾ .	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$	3.4	0.12	0.25	0.3	?	?	?
22 739, Basalt ¹²⁾	$6.3 \cdot 10^{-3}$								
, Basalt ¹³⁾ . . .	$4.8 \cdot 10^{-4} u$	$6.8 \cdot 10^{-4} u$	3.1	1.0	0.25	0.30	?	?	?
, Basalt A ¹⁴⁾ . . .	$1.1 \cdot 10^{-3} u$	$4.5 \cdot 10^{-3} u$	9	1.1	1.0	0.81	?	?	?
537 c, 1, Basalt ¹⁵⁾	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3} u$	2.8	0.25	0.15	0.40	?	?	?
537 b, 2, Basalt ¹⁶⁾	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-3} u$	9	0.40	0.90	0.15	?	?	?

1) Pouch, Bitterfeld, natürlich gebleicht. 2) Halle. 3) Kollmen, Wurzen, Sachsen. Dies Gestein ist recht inhomogen in bezug auf *K* und in bezug auf Größe und Richtung der Magnetisierung. $r_1 = -11.6$ bis $+12.6$; $r_2 = -0.6$ bis $+1.6$; $r_3 = -2.9$ bis $+3.6$. 4) Kollmen-Böhlitz, Wurzen, Sachsen. 5) Kaisitz, Lommatzsch, Sachsen. 6) Neuschönefeld, Bunzlau. 7) Roßberg, Oberramstadt, Hessen. 8) 70 m von 1 in derselben Höhe des Basaltstromes. 9) Eifel, dichte Lava. 10) Eifel, blasige Lava, durchsetzt von Hohlräumen von 1 bis 5 mm Durchmesser. 11) Frankenstein, Schlesien. 12) Kassel. 13) Niederobfleiden, Fulda. 14) Wie 10). 15) Hoher Grimmen, Goldberg.

Tabelle 4.
Orientierung des remanenten Magnetismus.

	<i>i</i>	<i>s</i>		<i>i</i>	<i>s</i>		
I. Aargranit (1, 14)	+	28°	15°	IV. Serpentin (2, 5)	+	64°	221°
I. Aargranit (1, 15)	—	27	355	V. Lavezstein (2, 6)	+	35	180
II. Aargranit (1, 16)	+	38	230	VI. Amphibolit (2, 21)	+	60	160
III. Aargranit (1, 17)	—	45	93	VII. Amphibolit (2, 22)	+	40	230
II. Gabbrodiort (2, 2)	+	42	263	VIII. Amphibolit (2, 23)	—	3	238
II. Gabbrodiort (2, 3)	—	55	241	X. Basalt (3, 7)	—	36	6
V. Serpentin (2, 4)	+	20	42	X. Basalt (3, 8)	—	55	160

s bedeutet den Deklinationswinkel von der am Ort nach jetzt magnetisch Nord gerichteten Horizontalen aus nach Westen gerechnet, *i* den Inklinations- oder kleinsten Winkel mit einer Horizontalen, nach unten positiv gerechnet.

§ 5. Aus obigen Zahlen läßt sich folgendes schließen:

1. Die untersuchten Sedimente haben keinen nachweisbaren remanenten Magnetismus. Doch ist zu bedenken, daß dessen relative Größe, verglichen mit

dem induzierten Magnetismus, wegen der geringen Suszeptibilität nicht sicher zu bestimmen war. Die magnetische Inhomogenität der Sedimente ist gering. Eine Anisotropie war an den untersuchten Stücken nicht sicher feststellbar.

2. Die untersuchten Granite haben meist sicher nachweisbaren, relativ zur Induktion mittelstarken, remanenten Magnetismus. Der Aargranit hat ziemlich hohes $J : J_k$; er ist also nicht stark sekundär im kleinen durchbewegt. Ein Diorit (1, ¹⁸) zeigt eine erhebliche remanente Magnetisierung, die Hälfte der induzierten. Ein Olivinabbro (2, ¹) dagegen zeigt eine relativ schwache, genau meßbare remanente Magnetisierung, 14% der induzierten.

3. Außergewöhnlich starke relative remanente Magnetisierung, oft größer als 1, haben die untersuchten Quarzporphyre, ein Quarzglimmerporphyr, viele, nicht alle, Basalte und die zwei untersuchten Laven.

Daß der remanente Magnetismus, der, wie weitere Versuche zeigten, bei vielen, nicht bei allen, Gesteinen schon zwischen etwa 400 bis 500° aufgenommen wird, bisweilen größer sein kann als die Induktion bei Zimmertemperatur, ist auffallend. Es widerspricht scheinbar dem Gesetz von Curie, wonach die Suszeptibilität mit steigender Temperatur abnimmt. Oder man muß annehmen, daß die Magnetisierung der betreffenden Mineralien durch das Erdfeld in diesen Fällen bei der hohen Temperatur der Sättigung nahe kam, und daß die Koerzitivkraft sehr groß ist*).

Man könnte vielleicht den Fall, daß die remanente Magnetisierung stärker ist als die induzierte, als den normalen ansehen; kleinere Remanenz wäre nur scheinbar, durch Unordnung infolge innerer Bewegungen verursacht. Man könnte weiter annehmen, bei der hohen Temperatur von 570° bedingt das Erdfeld schon teilweise Sättigung. Bei tieferer Temperatur wird die Koerzitivkraft viel stärker; ein dann angelegtes Feld kann nur auf einen Teil der Magnetonen wirken.

Als Träger des remanenten Magnetismus kommen in Gesteinen vor allem in Frage: Magnetit, Magnetkies und der von Alb. Brun**) entdeckte Jozit, FeO; viel weniger wirksam sind Hämatit und noch weniger Ilmenit. Es ist möglich, daß Jozit das Mineral ist, welches sehr starke Koerzitivkraft und schon im Erdfeld Sättigung besitzt, so daß eine Induktionswirkung sich nicht mehr geltend machen kann. Einige dieser Mineralien können staubförmig fein, kaum sichtbar in der Grundmasse von Gesteinen und in Kristallen eingeschlossen sein. Die reinen eisenhaltigen Silikate, Biotite, Augite, Hornblenden, Olivin, Epidot usw. tragen meines Erachtens weniger bei.

*) An einigen Gesteinen wurde versucht, ob Hämmer und Schneiden die Magnetisierung der Größe oder Richtung nach merklich (auf $\pm 10\%$) beeinflußten. Das Ergebnis war negativ. Dasselbe hatten schon R. Brunhes und David an Laven der Auvergne und R. Chevallier an den Ätnalaven gefunden.

) Alb. Brun, Eclogae geol. helv. **19, 141 (1925); Archives Sciences phys. nat. Geneve (5) **6**, 263 (1924).

Die magnetische Inhomogenität auch kleiner Gesteinswürfel ist, wie zu erwarten, nicht gering. Überraschend aber ist, daß sie anscheinend öfters größer ist als die petrographisch-chemischen Unterschiede, wenigstens die Unterschiede in den häufigen, die Zusammensetzung bestimmenden Mineralien. Die mittlere Zusammensetzung zweier Proben von etwa 10 ccm Größe aus einem Würfel von 100 ccm stimmt nach allgemeiner Annahme auf etwa 10% in den einzelnen Bestandteilen überein; die Petrographen basieren manche Schlüsse auf Differenzen von 10% in dem Alkalien- und Kalkgehalt. Die magnetische Suszeptibilität zeigt dagegen in makroskopisch einheitlich aussehenden Gesteinsstücken Differenzen bis zu 30% und mehr. Danach wären die selteneren sogenannten akzessorischen Mineralien lokal stärker differenziert als die häufigen. Daß die remanente Magnetisierung ähnliche, zum Teil größere Unterschiede zeigt, könnte man daneben noch auf Bewegungen usw. zurückführen. Chevalliers Feststellung der weitgehenden Homogenität der Magnetisierung der Ätnalaven nach Größe und Richtung weist auf mangelnde Fluidität dieser Laven. Umgekehrt könnte Beweglichkeit und Differentiation in den Tiefengesteinen Ursache der Inkonstanz der Richtung und der Inhomogenität der Remanenz sein. Jedenfalls empfiehlt sich die Messung der magnetischen Parameter an größeren Proben (Würfel über 3 cm Kantenlänge) in nicht zu kleinen Abständen, sowie Mittelung und Angaben über die Inhomogenitätsgröße.

Die Sedimente sind, nach den bisher untersuchten Proben zu urteilen, magnetisch homogener als die meisten Eruptiva.

Einige Eruptiva wurden in Feldern von etwa 3000 Gauß bei 18° C magnetisiert, was einen leicht nachweisbaren starken remanenten Magnetismus bewirkte in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Loewinson-Lessing und Turcew (s. S. 191, Anmerkung *).

Beachtenswert ist das Verhalten eines veränderten gebleichten Quarzporphyrs von Pouch bei Bitterfeld, der starken remanenten Magnetismus, aber keine meßbare Suszeptibilität besitzt, also sehr starke Koerzitivkraft aufweisen muß. Nach freundlicher Mitteilung des Staatlichen Prüfungsamtes ist das Material weder chemisch noch elektromagnetisch behandelt worden. Dagegen soll eine natürliche Veränderung z. B. durch Brand eines Braunkohlenflözes dort möglich sein. Andere später zugesandte Stücke zeigten dasselbe Aussehen und Verhalten. Wenn also im Erdfeld eine natürliche thermische oder thermale Reaktion den chemischen Bestand veränderte, worauf die Bleichung deutet, so könnte man annehmen, daß ein bestimmtes dabei entstehendes Eisenerz im Erdfeld remanenten Magnetismus bis zur Sättigung annahm, und zwar derart, daß eine Induktionswirkung nachher nicht mehr merkbar ist, daß also das betreffende Mineral in diesem Zustand eine sehr hohe Koerzitivkraft angenommen habe. Eine Messung an einem hydrothermal auskristallisierten einheitlichen Magnetitkristall zeigte keine dieser Eigenschaften. Es dürften also bei dem Quarzporphyr für das in Frage kommende Mineral Bedingungen vorgelegen haben, die weder bei dem aus dem Magma auskristallisierten und von 1000° ab sich abkühlenden Magnetit der nor-

malen Gesteine, noch bei dem hydrothermal gebildeten Magnetit vorlagen. Die Magnetite verschiedener Fundorte und der künstliche zeigen in ihrem magnetischen Verhalten erhebliche Unterschiede, die zum Teil auf Anisotropie und Orientierung, zum Teil auf Verunreinigungen und Gitterstörungen, wie das Studium der elektrischen Leitfähigkeit zeigt, zum Teil aber auch auf das Vorhandensein remanenter Magnetisierung, also auf die Entstehungstemperatur zurückzuführen sein dürfte.

§ 6. Die remanente Magnetisierung wird vielen Gesteinen zwischen 400° und 500° aufgeprägt. Bei den Eruptiva ist $J : J_k$ wechselnd. Man kann diesen Wechsel der relativen Intensitäten erklären:

1. Durch Bewegung mit und ohne Zertrümmerung nach der Magnetisierung, also unter etwa 450° C; denn durch Unordnung der ursprünglich in einheitlicher Richtung remanent magnetisierten Mineralien kann auch für einen kleinen Würfel nach außen die Wirkung der remanenten Magnetisierung auf Null sinken. Dies trifft wohl für manche Basalte zu.
2. Durch primäre Verschiedenheit, bedingt durch verschiedene rasche Abkühlung und Durchlaufen des kritischen Punktes. Auch andere variable physikalische Parameter außer der Temperatur, z. B. der Druck*), könnten mitwirken.
3. Durch ein wechselndes Mengenverhältnis der in Frage kommenden Eisenerze (z. B. Magnetit, Magnetkies, Jozit) und deren verschiedene Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität; auch die Coerzitivkraft ist für die einzelnen Mineralien verschieden. Daher sind Reduktions-, Oxydations-, Entmischungsprozesse von Bedeutung**).
4. Durch wechselnde Stärke des erdmagnetischen Feldes. Das ist aber äußerst unwahrscheinlich mit Rücksicht auf Einsteins Hypothese.

Aus den Zahlen von Tabelle 2 ergibt sich, daß eine Konstanz der Richtung der Magnetisierung bei den untersuchten Gesteinen nicht vorhanden war, im Gegensatz zu dem Verhalten der Auvergne- und Ätnalaven. Bei den alpinen Massengesteinen kann man das durch die spätere Zertrümmerung und Umlagerung erklären***),

*) Der Druck scheint aber für die Remanenz verglichen mit der Abkühlungsgeschwindigkeit bedeutungslos; denn die an der Oberfläche erstarrten Ätnalaven haben stärkere remanente Magnetisierung als gleich basische Tiefengesteine von wohl ähnlicher oder stärkerer Suszeptibilität.

**) Michel-Levy et G. Grenet, C. R. 188, 640 (Févr. 1929).

***) Ein genaueres magnetisches Studium der alpinen kristallinen Schiefer kann vielleicht die Beziehungen von Durchbewegung und Temperatur klären. Abgesehen von den Myloniten und Diaphthoriten, die nicht zu den eigentlichen kristallinen Schiefern gehören, war mit der Durchbewegung höhere Temperatur verbunden. Es ist auffallend, daß ein ziemlich wenig zertrümmertes Gestein wie der Orthogneß von Cresciano kleines $J : J_k$ hat; es ist also vielleicht bei relativ hoher Temperatur, aber noch unter der Remanenztemperatur, plastisch ohne Zertrümmerung stark durchbewegt worden. Bei anderen stark metamorphen und auch zum Teil zertrümmerten Gesteinen ist $J : J_k$ relativ groß; also hat da innerhalb der Würfelgröße Durchbewegung nicht stattgefunden.

aber nicht beim Basalt vom Roßberg. Wechselnde Richtung der Magnetisierung des Basalts hat auch R. Eötvös bei Budapest qualitativ mit Kompaß festgestellt. Auch P. L. Mercanton*) fand Umkehrungen und Unregelmäßigkeiten in der Magnetisierungsrichtung bei demselben Basaltstrom.

Die Magnetisierungstemperatur muß also eine solche gewesen sein, bei der viele Basalte noch halb flüssig oder plastisch waren. Nach A. L. Day**) ist 600° die niedrigste Temperatur, bei der die durch Gase fluiden Laven von Kileauea auf Hawai noch Bewegung zeigen. Für die basaltischen Ätnalaven nimmt man etwa 950° Grenztemperatur an. Im Laboratorium sind etwa 1300° C erforderlich. In der Natur scheint aber für manche Basalte und viele Tiefengesteine ein halbplastischer Zustand unter 450° bestanden zu haben.

Zur Entstehung starker einheitlicher remanenter Magnetisierung sind also jedenfalls zwei Bedingungen notwendig, deren Erfüllung oder Nichterfüllung auch petrographisch interessante Anhaltspunkte gibt.

1. Das Magma darf unterhalb der Magnetisierungstemperatur nicht mehr beweglich oder fluid sein.
2. Das Gestein darf nach der Erstarrung nicht zertrümmert und in sich bewegt worden sein.

§ 7. Geophysikalisch interessiert vor allem die Frage, inwieweit die remanente Magnetsierung J gegenüber der durch die Totalintensität T induzierten $KT = J_K$ sich geltend macht. Die Untersuchungen zeigen, daß bei Sedimenten J nicht in Frage kommt und daß J bei Tiefengesteinen oft unter 0.5 des induzierten KT liegt. Zudem sind Größe und Richtung von J in den Gesteinen oft nicht konstant. Dadurch wird die Wirkung der remanenten Magnetisierung nach außen je nach dem Grad der Unordnung stark vermindert, zum Teil völlig aufgehoben, so daß man vielfach, aber nicht immer, nur die Induktion zu berücksichtigen braucht. Dagegen kann in Ergußgesteinen J größer als J_K sein. Dies wird bei erdmagnetischen Messungen bemerklich, wenn die heutige Richtung der Magnetisierung stark von der Richtung des heutigen Erdfeldes abweicht. Man hat versucht, starke negative Anomalien derart zu erklären; es können aber scheinbar negative Pole auch durch normale Induktion bedingt sein. Solche Fälle haben C. Heiland***) und der Verfasser †) diskutiert.

Die Fälle der Umkehrung der remanenten Magnetisierung können, wie der lokale Wechsel in derselben Gesteinsmasse zeigt (siehe Tabelle 4, Nr. I, II, III, IV, X), auf Bewegungen beruhen. Ob dies für alle derartigen Umkehrungen (Phonolith usw. vom Kaiserstuhl nach G. Meyer, Gabbro vom Duluth nach Broderick,

*) P. L. Mercanton, Soc. Suisse de Geophys. Metereol., Astron. 1926, p. 345.

**) A. H. Day, Some Causes of Volcanic Activity. Franklin Institut Philadelphia 1924.

***) C. A. Heiland: Geophysical Methods of Prospecting. Quarterly Colorado School of Mines 24, 56, Nr. 1 (1929).

†) Beitr. z. Geophys. 19, 273 (1928).

Magnetitflöz von Berggießhübel nach Seblatnigg, einige Basalte nach Mercanton und nach Matuyama) zutrifft, ist unsicher. — Der Annahme einer tatsächlichen Umkehrung der Inklinationsrichtung steht die Schwierigkeit entgegen, daß Albert Einsteins Annahme der Entstehung des Erdmagnetismus durch Rotation der Erdmasse eine völlige Umlagerung der Erdkruste über das Innere verlangen würde. Diese Umlagerung hätte aber nicht in der Rotationsrichtung, sondern senkrecht zu der Rotationsrichtung stattfinden müssen, was zu den Kreiselgesetzen nicht paßt*). Die Umlagerung hätte dann, um z. B. die Beobachtungen von Brunhes**) und P. David an den einen Auvergne lava (an kontaktmetamorphem Ton und Basalt von Pontfarein) zu erklären, in relativ kurzer Zeit erfolgen müssen. Der Basalt von Puy de Dome und kontaktmetamorpher Ton und Basalt von Royat haben normale Inklination, der von Pontfarein anormale. Heute ist die Inklination wieder normal. Also hätte, um die Umkehrung bei Pontfarein zu erklären, jedenfalls seit dem Spätmiozän bis Pliozän, zu einer Zeit, nachdem die tektonischen alpinen Bewegungen fast aufgehört hatten, allerdings noch in den Zeiten der großen Klimaschwankungen, diese Umlagerung stattfinden müssen***).

§ 8. Abhängigkeit des K von \mathfrak{H} von 10 bis 1.5 Gauß bei Zimmertemperatur. F. Pockels†) hat in einer Spule magnetometrisch durch Compensation an verschiedenen Basalten in Stabform K von etwa 10 bis 200 Gauß gemessen. Die Änderung von $K = 10^3 \cdot m : \mathfrak{H}$ mit der Feldstärke ist gering, wie folgende bei steigenden Feldstärken erhaltenen Zahlen zeigen. I, 1: $\mathfrak{H} = 51 \Gamma$, $K = 6.28$; $\mathfrak{H} = 98$, $K = 6.07$. — I, 2: $\mathfrak{H} = 96$, $K = 7.03$; $\mathfrak{H} = 186$, $K = 7.17$; $\mathfrak{H} = 182$, $K = 6.68$. — II (4 Stäbe): $\mathfrak{H} = 11$, $K = 8.71$; $\mathfrak{H} = 21.7$, $K = 9.22$; $\mathfrak{H} = 34$, $K = 8.92$; $\mathfrak{H} = 44$, $K = 8.65$; $\mathfrak{H} = 57$, $K = 8.88$. — III: $\mathfrak{H} = 11$, $K = 8.56$; $\mathfrak{H} = 23$, $K = 9.12$; $\mathfrak{H} = 34$, $K = 9.94$; $\mathfrak{H} = 43$, $K = 9.87$; $\mathfrak{H} = 58$, $K = 10.02$; $\mathfrak{H} = 70$, $K = 9.75$; $\mathfrak{H} = 86$, $K = 9.81$; $\mathfrak{H} = 100$, $K = 10.53$. Von 30 bis 10 Gauß dürfte danach eine geringe Abnahme sicher vorhanden sein††). — Laboratoriumsversuche, die ich nach der Bildmethode ausführte, ergaben für die

*) Die Deklination ändert sich zwar tatsächlich rasch; aber das ist mit den Kreiselgesetzen in Übereinstimmung zu bringen.

**) B. Brunhes: Bulletin Soc. belge d'Astronomie 10, 270 (1905).

***) Noch viel größere Schwierigkeiten bieten sich einer Erklärung der sorgfältigen und eingehend mitgeteilten Beobachtungen von Folgheraiter an etrusischen (umgekehrt) südlich magnetisierten und spätromischen Vasen (nördlich), die einer Inklinationsänderung von 60° im Zeitraum der letzten 1800 bis 1000 Jahre entsprechen. Hier haben wohl andere Ursachen die Polumkehr verursacht, die vielleicht auch manche der obigen Anomalien erklären können, worauf in einer Fortsetzung dieser Untersuchung eingegangen werden soll.

†) F. Pockels, Ann. d. Phys. 63, 195 (1897).

††) Der bei Zimmertemperatur künstlich aufgeprägte remanente Magnetismus war bei den Versuchen von Pockels für die niedrigsten angewandten Feldstärken von etwa 10 Gauß nur etwa 4 bis 8% des induzierten. Natürlichen remanenten Magnetismus hatte Pockels an den untersuchten Basalten nicht gefunden, wohl, weil die Empfindlichkeit der Apparatur dafür nicht genügte.

folgenden Gesteine von 12 bis 1.5 Gauß auch nur eine recht schwache Abnahme von K mit abnehmenden \mathfrak{H} , die fast noch innerhalb der Fehlergrenzen der Methode von $\pm 10\%$ liegt. Z. B. Basalt 22739: $\mathfrak{H} = 5$, $K = 1$ (K abs. = $6.8 \cdot 10^{-3}$); $\mathfrak{H} = 8$, $K = 0.96$; $\mathfrak{H} = 2$, $K = 0.97$; $\mathfrak{H} = 1.5$, $K = 0.88$. Hornblendeaplit (Duchroth): $\mathfrak{H} = 12$, $K = 1$ (K abs. = $6.7 \cdot 10^{-4}$); $\mathfrak{H} = 5.8$, $K = 0.86$; $\mathfrak{H} = 8.0$, $K = 0.81$. Unterhalb 1.5 Γ ist eine genaue Untersuchung mit diesen Magneten schwierig, weil der Abstand für die Bildmethode zu groß wird. Es stimmen aber die in der Natur im Erdfeld an großen Massen alpiner Gesteine*) gemessenen topographischen Effekte innerhalb der Fehlergrenzen ihrer auf $\pm 20\%$ unsichereren Berechnung zu den im Laboratorium gemessenen Suszeptibilitäten**). Demnach dürften die in dieser Arbeit angegebenen, meist bei etwa 5 bis 10 Gauß gemessenen Werte für viele Zwecke in Betracht der Inhomogenität der Gesteine genügend genau der im Erdfeld vorhandenen Suszeptibilität entsprechen. Wahrscheinlich sind die Werte im Erdfeld meist etwa 15% kleiner.

Zur Durchführung dieser und anschließender Arbeiten hat die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft eine Unterstützung gegeben, wofür der Verfasser besten Dank aussprechen möchte.

Math.-physik. Institut der Universität Freiburg i. B.

Über eine magnetische Anomalie am Lebasee in Ostpommern

Von H. Reich — (Mit 3 Abbildungen)

Die positiven magnetischen Störungen Ostpommerns ordnen sich zu zwei WSW—ENE streichenden Zügen, von denen der nördliche längs der Küste hinzieht und merkwürdige Beziehungen zum heutigen Küstenverlauf zeigt. Eine besonders auffallende Störung westlich von Leba wurde näher untersucht und auf einen in > 600 m unter der Erdoberfläche liegenden 12 km langen und tiefen und etwa 1 km breiten Eruptivkörper mit E—W-Streichen zurückgeführt.

Die Vermessung erster Ordnung von Preußen [A. d. Schmidt¹⁾] hat als viel diskutiertes Ergebnis die großen magnetischen Störungen des deutschen Ostens näher bekanntgemacht. Die wenigen zerstreuten Messungen reichten aber nicht aus, auch Gestalt und Ausdehnung der durch diese Messungen entdeckten Störungskörper zu bestimmen. Eine geologisch-geophysikalische Deutung dieser Störungen ist aber nur dann möglich, wenn hierüber Spezialuntersuchungen vorliegen. Über Ostpreußen sind in den letzten Jahren eine ganze Anzahl solcher Spezial-

*) Vgl. Beitr. z. Geophys. 23, 248 (1929).

**) Die remanente Magnetisierung dieser Gesteine liegt hinsichtlich ihrer Größe relativ zur induzierten unter 1: ihre Orientierung wechselt rasch, so daß nach außen ihre Wirkung verschwindet.

arbeiten erschienen [Ad. Schmidt²), Errulat³), Nippoldt⁴), Teichert⁵), Tiedemann⁶), Kohl⁷)], dagegen fehlten solche Messungen bisher in den auch sehr stark gestörten Gebieten von Ostpommern. Die Preußische Geologische Landesanstalt hat daher den Verfasser in den Jahren 1927 und 1928 beauftragt,



Fig. 1

die magnetischen Anomalien Ostpommerns mit den für solche Spezialuntersuchungen vorzüglich geeigneten Ad. Schmidtschen Lokalvariometern näher zu untersuchen. Das Ergebnis dieser Arbeiten soll später im Zusammenhang dargestellt werden. Es genügt hier, zu bemerken, daß es sich fast ausschließlich um Z-Messungen gehandelt hat, die im Anschluß an die Punkte der Vermessung

erster Ordnung ausgeführt wurden. Eine Übersicht über die gefundenen Z-Störungen gibt Fig. 1.

Zu diesem Kärtchen ist zu bemerken, daß die bei der Zeichnung noch nicht publizierten Messungen Errulats⁸⁾ im Danziger Staatsgebiet noch nicht verwendet werden konnten, und weiter, daß zwei Stationen erster Ordnung, nämlich Nr. 98, Schurow, und Nr. 100, Bohlschau I, bei denen nach meiner Aufnahme bei der Bestimmung von H oder I offenbar Meßfehler unterlaufen sein müssen, unberücksichtigt geblieben sind. Die horizontalen Störungsvektoren dieser Stationen sind trotzdem mit aufgenommen worden, da sie der Richtung nach wohl stimmen und nur ihre Werte zu groß aus gefallen sein dürften.

Bei der Berechnung der Störungswerte dieser Übersichtskarte wurden ebenso wie bei den Spezialaufnahmen der Fig. 2 und 3 die Formeln von A. Schmidt von 1914 verwendet.

Fig. 1 zeigt, daß die positiven Z-Störungen Ostpommerns an zwei WSW—ENE verlaufende Züge gebunden sind, von denen der nördliche mit der Küste verläuft, während der südliche von Schlochau in der Grenzmark an auf jetzt polnisches Gebiet fällt und daher nicht in die Spezialuntersuchungen einbezogen werden konnte. Zweifellos ist der von Errulat südlich von Danzig aufgefundene Störungskörper der äußerste dort nach ENE umbiegende Ast dieses Störungszuges. Beide Züge finden an der Danziger Bucht ihr Ende. Diese stellt ein großes Minimumgebiet dar, wie das besonders schön in der Errulatschen Aufnahme zum Ausdruck kommt. Die horizontalen Störungsvektoren zeigen dort sämtlich von der Küste weg nach dem Lande zu, ganz im Gegensatz zu den Stationen nahe der pommerschen Küste, wo die Störungsvektoren sämtlich seewärts weisen.

Getrennt sind die beiden Züge positiver Anomalien durch ein breites Minimum, das seine extremsten Werte einmal nördlich Danzig und östlich Lauenburg und dann nördlich Rummelsburg und Bublitz und südlich Kolberg erreicht. Ein weiteres ausgedehntes Minimum liegt im Süden des Untersuchungsbereiches und erreicht außerhalb des Bereiches der Karte in der Gegend von Hohensalza (Inowrazlaw) seine niedrigsten Werte: Station 108, Emmowo — 252 γ und Station 109, Podgorzyn — 194 γ.

Näher untersucht wurde lediglich der nordliche Zug der positiven Anomalien längs der Küste. Es zeigte sich dabei sehr bald, daß es sich hier nicht um einen einheitlichen Zug handelt, sondern um mehrere getrennte Störungskörper. Das erste ziemlich ausgedehnte Störungsgebiet liegt zwischen Köslin und Stolp und hat zwei Maxima in Z mit je +356 γ: Das eine liegt südlich Rügenwalde, das andere westlich Stolpmünde. Es folgt ein ausgesprochenes Minimumgebiet bei Rowe und dann die stärkste positive magnetische Störung Pommerns — ja ganz Norddeutschlands, mit Ausnahme von Ostpreußen — am Westende des Lebasees. Nach einer abermaligen Unterbrechung bei Leba folgt ein neues Maximum bei Ossecken östlich Leba, und schließlich sind nach der Vermessung

erster Ordnung noch Anzeichen für ein weiter östlich liegendes Maximum auf jetzt polnischem Gebiet vorhanden.

Merkwürdig sind die zweifellos bestehenden Beziehungen dieser Anomalien zum Küstenverlauf. Der auffallende Knick der Küste Ostpommerns erfolgt dort, wo nordöstlich Köslin der erste Störungskörper sich einstellt. Die Küste springt weit zurück in der Danziger Bucht, wo der Störungszug sein Ende erreicht hat. Noch deutlicher wird diese Beziehung, wenn man die auf der Karte mit angegebene 20-m-Tiefenlinie betrachtet: den beiden Maximas, die durch die Küste mittendurch geschnitten werden, nämlich dem westlich von Stolpmünde und dem westlich von Leba, entspricht jedesmal ein weites Vorspringen der 20-m-Tiefenlinie, dem Minimum bei Rowe dagegen eine tiefe Einbuchtung. Man sieht so, daß die kleine Ausbuchtung der heutigen Küste bei Rowe mehr zufällig ist und wohl nur den Deltaaufschüttungen des dort mündenden Flüßchens (der Lupow) ihr Dasein verdankt.

Diese schon bei der Übersicht hervortretenden interessanten Beziehungen der magnetischen Störungen zur heutigen Oberflächengestaltung dieses Gebietes ließen Spezialuntersuchungen recht lohnend erscheinen. Am auffälligsten ist zweifellos die Anomalie westlich von Leba, die daher das Objekt besonders eingehender geophysikalischer Untersuchungen wurde.

Leider erschweren die örtlichen Verhältnisse die Untersuchungen hier sehr. Auf dem Lebasee und auf der Ostsee konnte man nicht messen, und auch das Westufer des Sees ist so sumpfig, daß eine einwandfreie Aufstellung der Instrumente dort nicht möglich ist. Die Messungen mußten sich daher in der Hauptsache auf den Dünengürtel beschränken, auf dem die Messungen im Abstand von 1 km ausgeführt wurden.

Das Ergebnis dieser magnetischen Spezialmessung ist in den beiden weiteren Kartenskizzen Fig. 2 und 3 dargestellt. Zur Sicherung wurden zahlreiche Wiederholungsmessungen gemacht und morgens und abends in Leba bzw. Schmolsin angeschlossen. Für die Z -Messungen sind die Punkte mit $+32\gamma$ bei Schmolsin und $+89\gamma$ bei Leba die Anschlußstationen, für die H -Messungen mit Ausnahme einiger weniger Punkte, die an Leba (Punkt $+84\gamma$) angeschlossen sind, der Punkt $+58\gamma$ bei Schmolsin. Die Z -Messungen wurden von mir, die H -Messungen unter meiner Anleitung von Herrn Dipl.-Ing. von Zwerger ausgeführt.

Die Z -Messungen sind an die Station erster Ordnung Nr. 99, Neuhoff II, bei Leba angeschlossen, deren Störungswert in Z auf Grund von eigenen Anschlußmessungen in Potsdam zu -4γ und nicht zu -62γ angenommen wurde, wie in den Schmidtschen Tabellen angegeben ist. Bei den H -Messungen mißlang der Anschluß an das System erster Ordnung: Die Versuche scheiterten zunächst an der Ungunst des Wetters und dann daran, daß die für den Anschluß vorgesehenen Tage ganz außergewöhnlich heftige magnetische Störungen aufwiesen, durch die die Messungen unbrauchbar wurden. Es wurde schließlich für den Normalpunkt bei Schmolsin, an dem die Kontrollmessungen ausgeführt wurden, als Störungswert $+58\gamma$ angenommen und für Leba entsprechend $+84\gamma$. Die

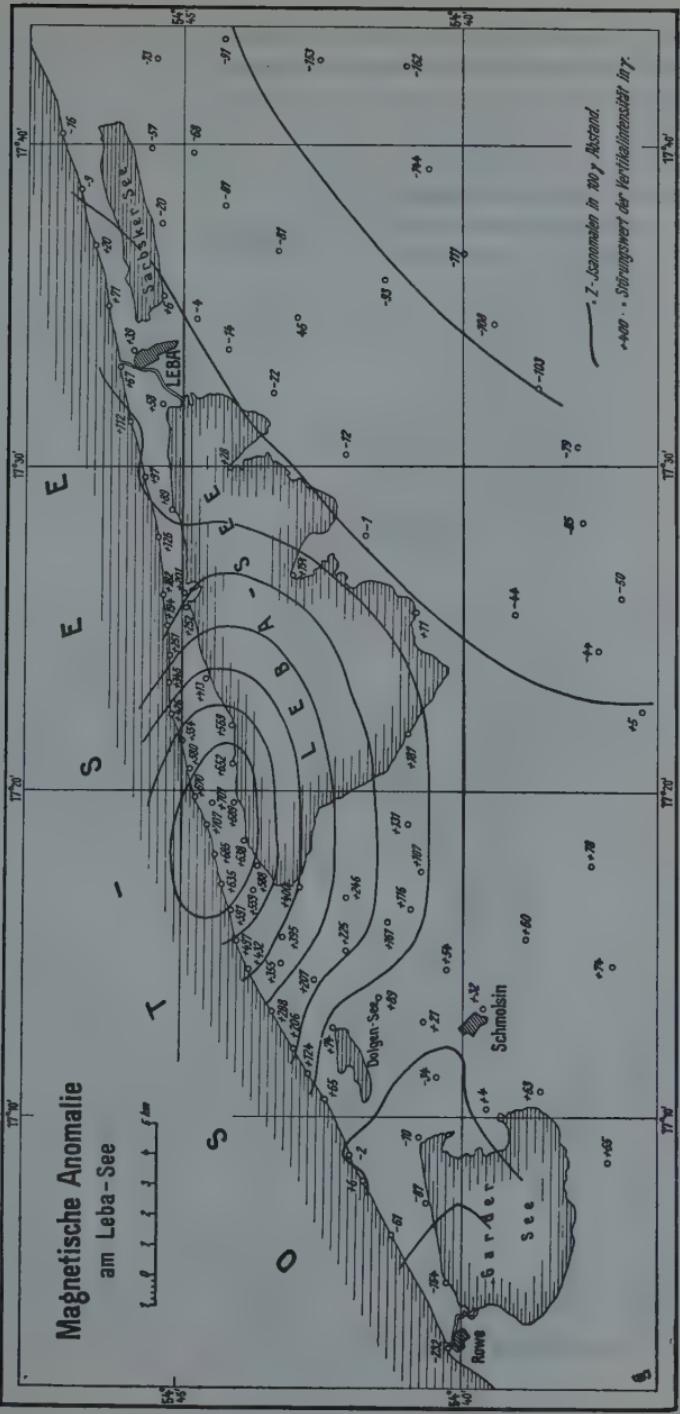


Fig. 2

Umkehr der Vorzeichen in H erfolgt dann nur wenig nördlich des Maximums der Störung in Z , also etwa so, wie es theoretisch zu fordern wäre.

Die H -Messungen sind nicht von derselben Güte wie die Z -Messungen, da das benutzte H -Variometer leider nicht ebenso gut arbeitete wie das Z -Variometer. Die mittleren Fehler sind bei den Z -Messungen auf höchstens $\pm 10\gamma$, bei den H -Messungen auf $\pm 20\gamma$ zu schätzen.

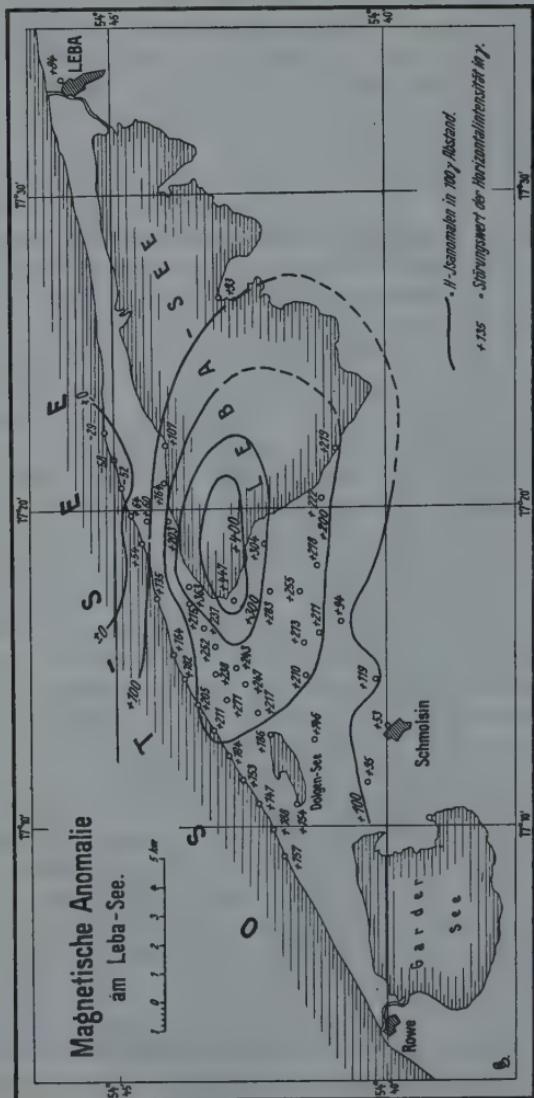


Fig. 3

Durch diese Messungen zeigte sich, daß die magnetischen Störungen am Lebasee von einem unterirdischen Körper hervorgerufen werden, der sich in EW-Richtung mit einer kleinen Neigung nach Süden erstreckt und von der Küste mitten durchgeschnitten wird.

Geologisch interessierten besonders die Tiefenlage und die Abmessungen dieses Störungskörpers. Man kann hier z. B. die Koenigsbergerschen⁹⁾ Tafeln zu Hilfe nehmen, um in erster Annäherung die Mittelpunktstiefe = h der Einlagerung zu berechnen. Man hat in diesem Falle folgende Werte zu bestimmen:

1. den Abstand des Z -Maximums von der $\frac{1}{2}$ -Isanomale = dm ,
2. den Abstand der $\frac{1}{2}$ -Isanomale von der $\frac{1}{4}$ -Isanomale = dh ,
3. den Abstand der $\frac{1}{4}$ -Isanomale von der $\frac{1}{10}$ -Isanomale = dv .

In unserem Falle ist:

dm in südlicher Richtung	3.3 km	= dm S
dm „ östlicher „ „	6.0 „	= dm E
dh „ südlicher „ „	2.4 „	= dh S
dh „ östlicher „ „	2.8 „	= dh E
dv „ südlicher „ „	2.1 „	= dv S
dv „ östlicher „ „	2.5 „	= dv E

Koenigsberger bezeichnet dm/dh mit g_1 und dh/dv mit g_2 . In den Koenigsbergerschen Tabellen sind die Werte von g_1 und g_2 für die Kugel und für verschiedene Rotationsellipsoide mit verschiedener Magnetisierungsrichtung und mit verschiedener Neigung angegeben. Für unseren Fall paßt am besten das Beispiel Nr. 3e (S. 265): Abgeflachtes Rotationsellipsoid, Rotationsachse horizontal in NS-Richtung, Verhältnis der Achsen $a:b$ wie 1:20 und Abstand von der Erdoberfläche = $h/5$. Man erhält hier im Vergleich zu den Koenigsbergerschen Werten die folgenden Zahlen:

	Kugel	Störungskörper bei Leba	Rotationsellipsoid (wie oben angegeben)
g_1 S	1.7	1.38	1.4
g_1 E	1.85	2.14	2.4
g_2 S	1.0	1.14	1.1
g_2 E	1.1	1.12	1.0

Die Übereinstimmung mit dem Rotationsellipsoid ist, wie man sieht, recht gut. Nur ist der Störungskörper bei Leba nicht ganz so stark abgeplattet. Es ergibt sich weiter aus den dh - und dm -Werten eine Mittelpunktstiefe der störenden Masse von etwa 8 km. Die Isanomalenabstände in h ausgedrückt würden sich dann im Vergleich zur Kugel und dem obigen Rotationsellipsoid wie folgt ergeben:

	Kugel	Störungskörper bei Leba	Rotationsellipsoid (wie oben angegeben)
dm S	0.51	0.41	0.35
dm E	0.48	0.75	0.77
dh S	0.30	0.30	0.25
dh E	0.26	0.35	0.32
dv S	0.30	0.26	0.24
dv E	0.24	0.31	0.32

Man sieht wieder die gute Übereinstimmung mit dem Rotationsellipsoid und kann folgern, daß die störende Masse gut durch einen solchen Körper wieder-gegeben wird. Die Ausmaße des Störungskörpers wären demnach: etwa 12 km streichende Länge in EW-Richtung und unter Berücksichtigung der etwas ge-drungenen Gestalt unseres Körpers etwa 1 km Breite senkrecht zum Streichen. Das Fallen wäre nahezu 90° , also beinahe seiger.

Der Abstand von der Erdoberfläche wäre nach der Koenigsbergerschen Annahme dann etwa 1.6 km. Es ist aber zu bedenken, daß die Bestimmung von streichender Länge und Mittelpunktstiefe höchstens auf ± 1 km richtig ist. Das genügt für die ungefähre Bestimmung der Größenverhältnisse des Störungs-körpers, nicht aber für die Bestimmung des Abstandes der Oberfläche desselben von der Erdoberfläche. Für die Bestimmung dieser Größe hat daher auch Koenigsberger andere Kriterien angegeben. Die oben angegebene Tiefe ist daher ganz unsicher. Immerhin kann man sagen, daß sie wenigstens nicht wesent-lich größer als 1.6 km sein kann, denn sonst würden sich besonders die dm -Werte den für die Kugel bestimmten Werten viel mehr nähern, als es tatsächlich der Fall ist. Andererseits spricht sehr viel für einen geringeren Abstand des Störungs-körpers von der Erdoberfläche. Unter Berücksichtigung der Zusammendrängung der Isanomalen östlich des Dolgensees kommt man z. B. nur auf etwa 600 m. Auch der beobachtete höchste Störungswert von $+707\gamma$, der wesentlich höher ist als der von Koenigsberger für $k \cdot 10^{-2}$ berechnete, nämlich $+177\gamma$, spricht für eine geringere Tiefenlage. Denn es ist kaum anzunehmen, daß ein so großer Störungskörper eine durchschnittliche Magnetisierbarkeit von mehr als 10^{-2} besitzt. Selbstverständlich schließt das nicht das Vorkommen von Einlagerungen mit höherer Suszeptibilität innerhalb der störenden Masse aus. Das letztere ist vielmehr sehr wahrscheinlich, da bei oberflächennahen, kräftig magnetisierten Massen stets eine starke Differenzierung in der Magnetisierbarkeit beobachtet wurde.

Aus allem diesem ergibt sich, daß hier in > 600 m Tiefe ein ausgedehnter magnetischer Störungskörper (etwa $12 \cdot 12 \cdot 1$ km) ansteht, der steil mit an-nähernd 90° Fallen bis in große Tiefen (> 10 km) heruntersetzt. Die durch-schnittliche Magnetisierung wird mit $K \cdot 10^{-2}$ angenommen, dürfte aber in einzelnen Teilen des Körpers wesentlich höher sein. Es sind Anzeichen dafür vorhanden, daß der Störungskörper im Westen (Dolgensee!) wesentlich näher an die Erd-oberfläche herankommt als im Osten.

Daß Störungen von dieser Intensität nur von magnetithaltigen Gesteinen hervorgebracht werden können, ist klar. Bei diesen Ausmaßen der störenden Massen muß es weiter als ausgeschlossen gelten, daß nur ein einziges mächtiges Magnetitlager die Störung hervorruft. Es kann sich vielmehr nur um einen magnetithaltigen Gesteinskörper handeln. Die geophysikalisch nicht lösbare Frage ist, ob die Magnetite in konzentrierter, etwa wirtschaftlich ver-wertbarer Form in Lagern vorkommen oder \pm fein verteilt im ganzen Gestein. Wie schon oben erwähnt, ist eine gleichmäßige Verteilung der Magnetite nicht

anzunehmen, auch nicht für den wahrscheinlichen Fall, daß die Störungen durch einen einheitlichen Eruptivkörper hervorgerufen werden. Auch in diesem Falle sind Magnetitkonzentrationen, die unter Umständen wirtschaftlichen Wert haben könnten, als Folge der magmatischen Differentiation zu erwarten. Der andere mögliche Fall, daß es sich um steilstehende magnetitführende kristalline Schiefer ähnlich wie bei Kursk handelt, scheint mir weniger wahrscheinlich, da das Vorkommen, wie übrigens die anderen Störungskörper Ostpommerns auch, nur eine geringe Erstreckung im Streichen hat, geringer als man es bei Zügen kristalliner Schiefer erwarten würde. Sollten aber trotzdem solche Schiefer die Ursache der Anomalie sein, so sind auch in diesem Falle in dem Gesteinskörper Lagen von magnetisch differenzierten Gesteinen anzunehmen, von denen die am stärksten magnetisierten auch in diesem Falle eventuell wirtschaftlich verwertbar seinn könnten.

Regionalgeologisch ist es wichtig, daß es durch diese Untersuchungen sehr wahrscheinlich gemacht wird, daß der kristalline Untergrund in Ostpommern östlich Köslin und östlich Schlochau der Erdoberfläche relativ nahe kommt. Der kristalline Untergrund ist nach diesen Untersuchungen magnetisch und daher auch wohl petrographisch stark differenziert. Die magnetischen Partien sind durch diese magnetischen Messungen gut zu umgrenzen. Die Gesamtheit der kristallinen Heraushebung wird aber besser durch Schweremessungen mit dem Pendel erfaßt. Derartige Messungen wurden im Gebiet von Leba ebenso wie Drehwaagenmessungen durch Herrn Jung auf Anregung von Herrn Prof. Augenheister durch Herrn Schmehl vom Geodätischen Institut in Potsdam ausgeführt. Seine Ergebnisse stehen in sehr guter Übereinstimmung zu den hier mitgeteilten magnetischen Messungen. Nach diesen Untersuchungen wäre die magnetische Anomalie nur ein besonders dichter Teil einer weit ausgedehnteren Schwereanomalie, was gut zu den eben näher ausgeführten Vorstellungen paßt.

Die Beziehungen der magnetischen Anomalien zum Küstenverlauf, auf die ich schon in Schleswig-Holstein¹⁾ gelegentlich hingewiesen habe, sollen an anderer Stelle ausführlicher behandelt werden. Jedenfalls bestehen indirekte Zusammenhänge zwischen beiden Erscheinungen, die sich durch eine gemeinsame Ursache — nämlich die relativ geringe Tiefenlage des kristallinen Untergrunds im Störungsgebiet — erklären lassen.

Literatur

¹⁾ Ad. Schmidt: Die magnetische Vermessung erster Ordnung des Königreichs Preußen 1898 bis 1903. Ver. d. K. Pr. Met. Instituts, Nr. 276. Berlin 1914.

²⁾ Derselbe: Die magnetische Deklination in West- und Ostpreußen. Ver. d. K. Pr. Met. Instituts, Nr. 318. Berlin 1922.

³⁾ Fr. Errlat: Die erdmagnetische Aufnahme des westlichen Samlandes. Geol. Arch. II, S. 219 bis 250. Königsberg 1923.

⁴⁾ A. Nippoldt: Erforschung der erdmagnetischen Anomalie südlich von Königsberg i. Pr. Geol. Arch. III, S. 114 bis 137. Königsberg 1924.

- ⁵⁾ C. Teichert: Erdmagnetische Messungen im östlichen Samland. Schr. d. Phys.-ökön. Ges. zu Königsberg i. Pr. 65. Bd., S. 66 bis 95. Königsberg 1926.
- ⁶⁾ Br. Tiedemann: Der Baugrund des Königsberger Stadtgebietes. In.-Diss. Königsberg i. Pr.
- ⁷⁾ E. Kohl: Beiträge zur erdmagnetischen Erforschung Norddeutschlands. I. Jahrb. d. Pr. Geol. Landesanstalt, S. 731 bis 747. Berlin 1927.
- ⁸⁾ Fr. Errulat: Erdmagnetische Messungen im Gebiet der Freien Stadt Danzig. Mitt. d. geophys. Warte Groß-Raum der Universität Königsberg i. Pr., Nr. 8 (1929). Danzig 1929.
- ⁹⁾ J. Koenigsberger: Zur Deutung der Karten magnetischer Isanomalien und Profile. Gerlands Beiträge zur Geophysik 19, S. 241 bis 291. Leipzig 1928.
- ¹⁰⁾ H. Reich: Die magnetischen Anomalien Norddeutschlands und ihre wahrscheinlichen geologischen Ursachen. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. 79, Mb., S. 338 und 339 (1927).

Die Ergebnisse der magnetischen Messungen in der Ostsee in den Jahren 1924 bis 1929

Von A. v. Gernet - Reval — (Mit 3 Karten)

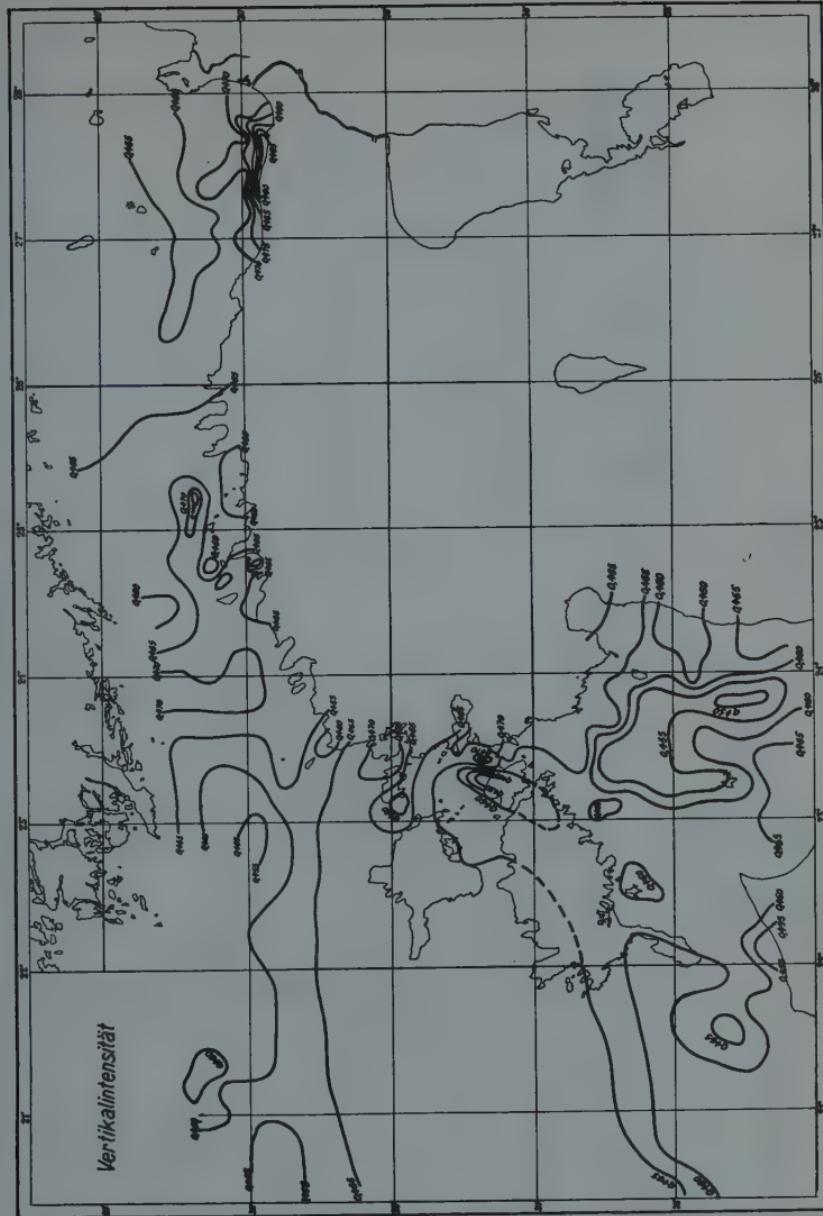
Nachdem 1922 der Beschuß gefaßt war, mit magnetischen Messungen in der Ostsee zu beginnen, wurden im Jahre 1923 die nötigen Vorbereitungen getroffen, um 1924 mit den Messungen anfangen zu können. Der erste Schritt den ich tat, war 1923 eine Reise nach Potsdam zu Herrn Geheimrat Prof. Adolf Schmidt, um Informationen einzuziehen über den Stand der Messungen in See überhaupt und über die bisher angewandten Methoden und Instrumente. Der Herr Geheimrat verpflichtete mich zu größtem Dank, indem er ein überaus freundliches Interesse für die bevorstehende Arbeit bekundete und den Herrn Prof. A. Nippoldt bat, mir nach Möglichkeit behilflich zu sein.

Das Ergebnis war die im Heft 1, Jahrgang 4, der Zeitschrift für Geophysik beschriebene Organisation mit dem dazugehörigen Personal- und Materialbestand.

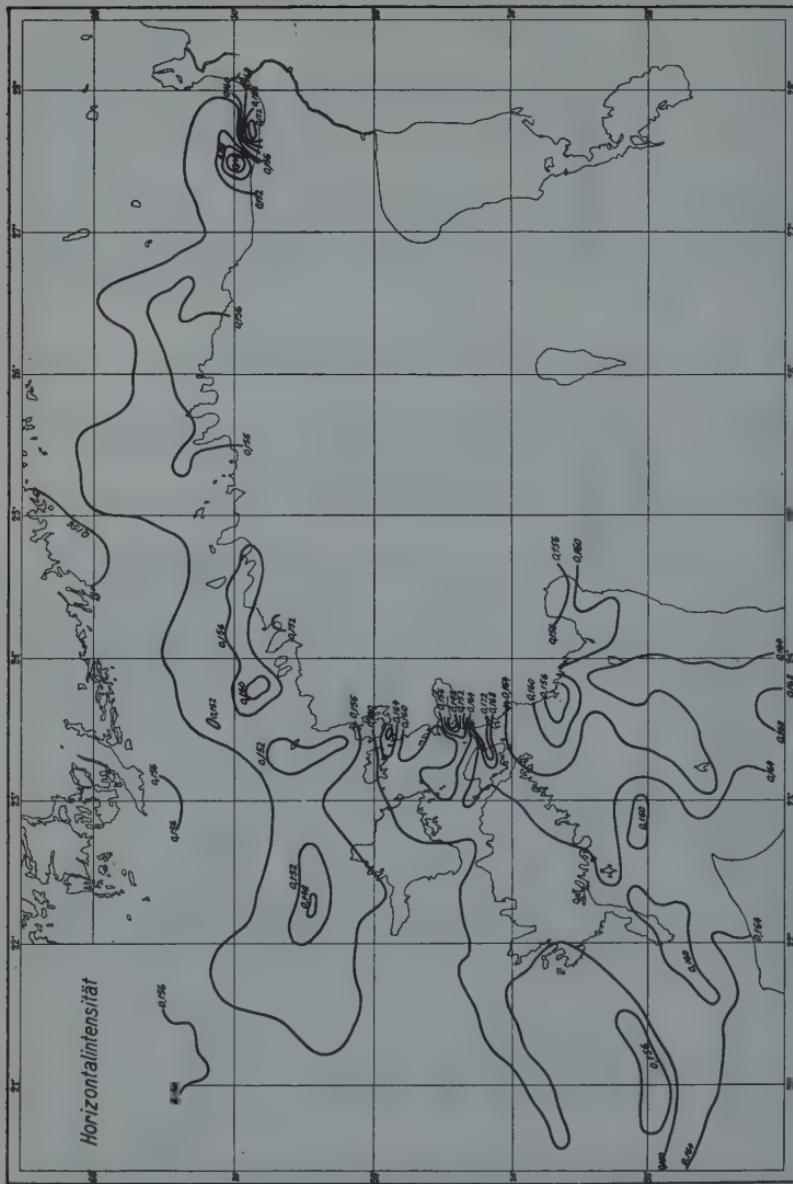
Mit den Messungen selbst wurde am 10. Juli 1924 begonnen. Seitdem wurde die Arbeit jeden Sommer in verschiedenen Teilen der Ostsee ununterbrochen fortgesetzt. Im Laufe der Jahre bis 1929 inklusive sind im ganzen in See 511 Stationen bearbeitet worden. Davon entfallen auf Schweden und Finnland 117, auf Lettland 102, auf Deutschland 52 und auf Estland 240.

Der unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen berechnete mittlere Fehler einer Messung war bei der Deklination und Horizontalintensität in den einzelnen Jahren von derselben Größenordnung. Bei der Deklination kann man mit einer Genauigkeit von $0,1^\circ$ rechnen.

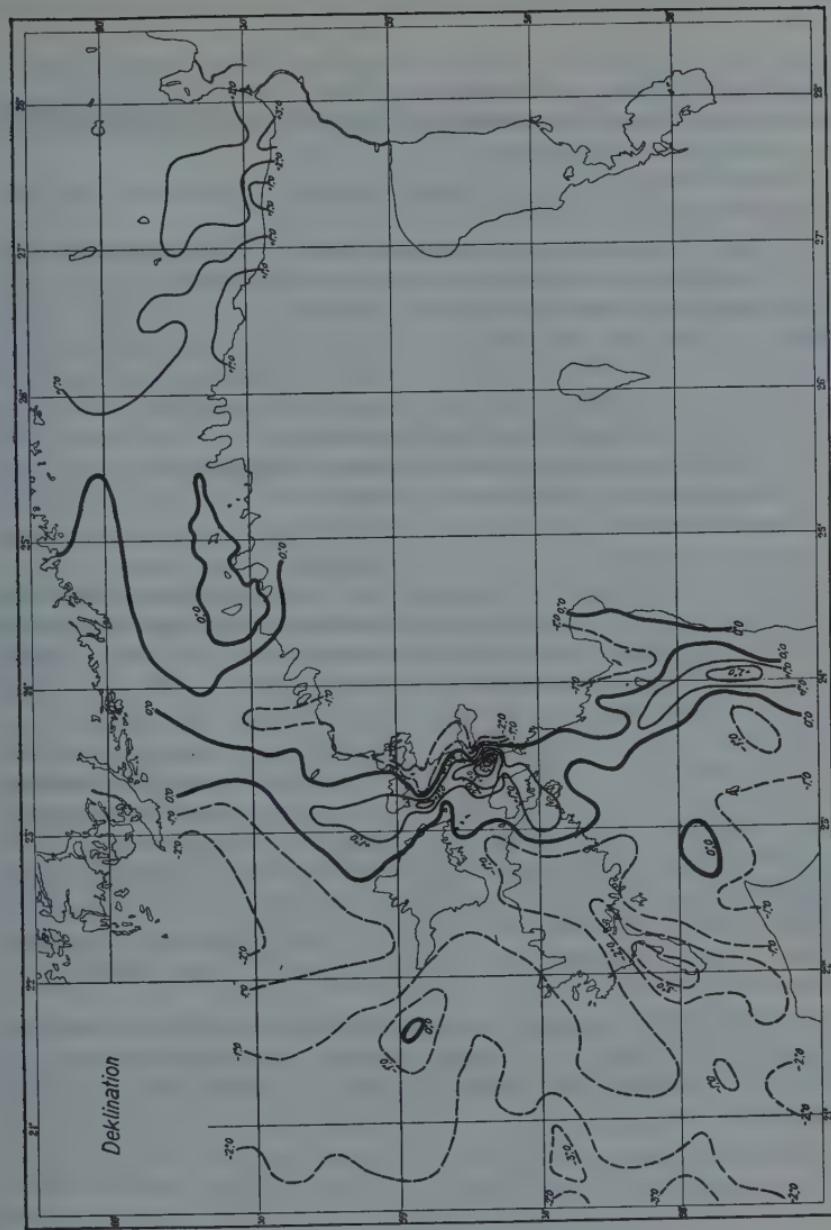
Bei der Horizontalintensität schwankte der mittlere Fehler zwischen $\pm 65\gamma$ im Jahre 1925 und $\pm 45\gamma$ im Jahre 1927; nur für die Vertikalintensität haben sich, je nachdem welche Rose benutzt wurde, und wieviel sie bereits im Gebrauch



Karte 1



Karte 2



Karte 3

gewesen war, verschiedene Genauigkeiten ergeben. Für die Jahre 1924 und 1925 dürfte mit einem mittleren Fehler von etwa $\pm 200\gamma$ zu rechnen sein. Für 1926 $\pm 300\gamma$.

Im Jahre 1927 erwies sich die am Anfang des Sommers benutzte Rose als unbrauchbar, daher sind ihre Konstanten und die mit ihr gemachten Messungen nicht berechnet worden. Die zweite Rose ergab für 1927 einen mittleren Fehler von $\pm 70\gamma$ und für 1928 $\pm 120\gamma$.

Das durch die Messungen zusammengetragene Material geht in den Besitz desjenigen Staates über, der die Arbeit ausführen läßt.

Als Beamter des topo-hydrographischen Amtes des estländischen Armeestabes bearbeite ich persönlich nur die Messungen, die Estland ausgeführt hat. Die Ergebnisse der schwedisch-finnischen Vermessung sind vom königl. schwed. Seekartenamt und der meteorologischen Zentralanstalt von Finnland in den Jahren 1926 und 1927 unter dem Titel: „Magnetic Measurements in the Baltic Sea, South Quarken, First Report, und South Quarken and Northern Coast of the Baltic Sea, second Report“, veröffentlicht worden.

Die Ergebnisse der lettändischen Messungen werden im laufenden Jahre vom hydrographischen Amt Lettlands veröffentlicht.

Wann die Messungen, die längs der deutschen Küste gemacht worden sind, veröffentlicht werden sollen, ist mir nicht bekannt,

Die Messungen Estlands werden im Topo-Hydrographischen Jahrbuch des Estnischen Armeestabes veröffentlicht. Die Ergebnisse von 1924 bis 1928 inklusive sind hier auf drei schematischen Karten dargestellt, wo die Linien gleicher Deklination über je 1° , die Linien gleicher Horizontalintensität über je 400γ , die Linien gleicher Vertikalintensität über je 500γ ausgezogen sind. Alle Werte sind auf 1926.5 reduziert. Diese Karten sind als provisorische anzusehen, da die 1929 teils in See, teils auf den Inseln und an der Küste des Festlandes ausgeführten, und für 1930 noch vorgesehenen Messungen, die bisherigen Ergebnisse ergänzen und den Verlauf der Linien stellenweise merklich ändern können.

Die Verteilung der Elemente des Erdmagnetismus im vermessenen Gebiet erscheint durchaus unregelmäßig. Ungestörte Werte bilden die Ausnahme. Dabei fällt es auf, daß die größeren Störungen ihren Ursprung auf dem Festlande in der Nähe der Küste zu haben scheinen. Ihre Wirkung ist auf dem Wasser deutlich merkbar.

Die südlichsten Abschnitte der Linien sind auf Grund einer Reihe von Stationen der lettändischen Vermessung gezogen worden, deren Werte der Assistent der Universität Riga, Herr L. Slaucitajs, mir freundlichst zur Verfügung gestellt hat.

Erdmagnetische Messungen in Bulgarien, Mazedonien, Trazien und in der Dobrudja

Von Prof. Dr. Kyrill Popoff, Sofia

Während der Jahre 1917 bis 1920 habe ich eine Reihe von erdmagnetischen Messungen unternommen mit dem Differentialmagnetometer Schulze Nr. 18. Die vertikalen Deflektoren dieses Magnetometers sind aus elektrolytischem Eisen in den „Atmos“-Werken ausgeführt. Die astronomischen Beobachtungen wurden mit dem Theodoliten Starke-Kammerer N gemacht.

Die astronomischen Beobachtungen und die Deklinationen sind unter meiner Leitung von Frau Obreschkoff-Paschoff bearbeitet. Die Inklinationen und die Horizontalintensitäten sind von Herrn Oberst Rousseff, nach einer sorgfältigen Diskussion der Konstanten C_H und C_i der Horizontal- und Vertikaldeflektoren, abgeleitet worden.

Die geographischen Koordinaten der gemessenen Stationen sind aus der Karte 1 : 200 000 von 1914 des Österreichischen Generalstabs entnommen. Um ein Maß von der Genauigkeit dieser Ablesungen zu haben, habe ich fast auf jeder Station astronomische Breitenbestimmungen mit dem Polstern gemacht, was eine mittlere Abweichung von 50 Sekunden ergeben hat.

Die Zeitbestimmungen und die Azimutbestimmungen der Miren sind gewöhnlich abends, durch geeignete Sternbeobachtungen und seltener durch Sonnenbeobachtungen gemacht worden.

Um die Konstanten C_H und C_i zu bestimmen, habe ich im Juli 1917, im Potsdamer Erdmagnetischen Observatorium bei dem Preußischen Meteorologischen Institut, eine Reihe von Messungen ausgeführt. Der Vergleich dieser Messungen mit den Ergebnissen der Hauptregistrierinstrumente des Observatoriums hat die folgenden Werte ergeben:

$$1917, \text{ 21. Juli: } \log C_H = 8.820307 \pm 47, \log C_i = 0.81164 \pm 32.$$

Später, im Oktober 1917, habe ich die Gelegenheit gehabt, die Konstanten C_H und C_i , durch Vergleich meiner Messungen mit den Ergebnissen Herrn Prof. Dr. A. Nippoldt, der gleichzeitig mit mir eine Reihe von absoluten Messungen in Sofia mit dem Magnetometer Hechelmann unternommen hat, wieder zu bestimmen*). Diese Messungen hatten den Zweck, unter anderen seine Messungen auf der Balkanhalbinsel, hauptsächlich in der Türkei, mit den meinigen zu verknüpfen.

*) A. Nippoldt: Meteorol. Zeitschr. 36, 56 bis 58, 1919.

Aus diesem Vergleich haben sich die folgenden Werte ergeben:

1917, 16. Oktober: $\log C_H = 8.820\,904 \pm 141$, $\log C_i \pm 0.812\,97 \pm 70$.

Die Werte von C_H , C_i , die zwischen diesen beiden Daten liegen, sind durch Interpolation abgeleitet.

Um die Werte von C_H und C_i für die anderen Daten ermitteln zu können, habe ich die Messungen serienweise ausgeführt: Jede Serie fing in Sofia an und endete daselbst. Die Werte von C_H und C_i wurden jedesmal in Sofia ermittelt auf Grund der Werte von H und J , die durch absolute Messungen im Oktober 1917 gewonnen wurden, nachdem sie nach den Ergebnissen des jährlichen und täglichen Ganges von J und H in Pola auf Beobachtungsdatum reduziert wurden. Pola wurde als nächster Punkt, wo systematische erdmagnetische Messungen ausgeführt sind, gewählt. Die Zwischenwerte von C_H und C_i wurden durch Interpolation gewonnen.

In dieser Arbeit wurde ich von verschiedenen Seiten unterstützt.

Die Artillerieinspektion in Sofia hat mir alle nötigen Transportmittel gegeben.

Die Berliner Akademie der Wissenschaften hat mir das Magnetometer Schultze Nr. 18 zur Verfügung gestellt.

Herr Prof. Dr. A. Nippoldt hat mir durch seine Messungen in Sofia die Möglichkeit gegeben, die Konstanten meines Instruments genau zu ermitteln. Herr Oberst Rousseff und Frau Obreschkoff haben fast die ganze rechnerische Arbeit ausgeführt.

Allen diesen Herren und Instituten spreche ich meinen herzlichsten Dank aus.

Vor allem aber möchte ich dem Jubilar, Herrn Prof. Dr. Adolf Schmidt, herzlichst danken, da er mir die Möglichkeit gegeben hat, die Messungen in Potsdam vorzubereiten.

Zusatz: Mit Ermächtigung des Herrn Verfassers habe ich die umfangreichen Tabellen der Einzelergebnisse in nachstehende gekürzte Form gebracht. Die Werte der magnetischen Elemente sind Mittel aus den Einzelwerten der Messungen; die Zahlen unter n geben die Anzahl der Einzelwerte an, jene unter A_{\max} ihre maximale Amplitude, bei den Winkelgrößen in Bogenminuten, bei der Intensität in γ . Die unmittelbaren Beobachtungen gehen bei D und J bis auf volle Bogensekunden, bei H auf γ ; da jedoch von Pola keine Variationswerte zu erhalten waren, gelten die Einzelwerte für den Zeitpunkt ihrer Bestimmung. Die Mittelbildung mit ihrer starken Abrundung auf ganze Bogenminuten, und zehner von γ , sucht Zahlen zu geben, die einigermaßen für eine Epoche gelten. Als solche kann man etwa 1919 ansetzen. Die maximalen Amplituden A_{\max} geben wenigstens einen Anhalt für die aufgetretenen Variationen. Der Verfasser behält es sich vor, das ganze Material in extenso in einer späteren Veröffentlichung zu bringen.

A. Nippoldt.

	Nördl. Breite	Östl. von Greenw.	Länge	Westl. Deklination			Inklination			Horiz. Intensität		
				A_{\max}	n	A_{\max}	n	γ	n	γ	n	
1 Sofia-Lozenetz	42° 40.6'	23° 19.5'	3° 46' 9'	8	57° 53' 10'	11	0.2326	135	11			
2 Sofia-Podujene	42 41.9	23 24.0	3 24	6	4 57	34	3	7	0.2351	91	11	
3 Skopje (Üsküb)	42 0.4	21 25.2	4 14	7	7 57	2	3	11	0.2377	41	11	
4 Veles	41 43.3	21 46.5	3 27	7	5 57	47	4	4	0.2389	46	4	
5 Prilep	41 20.4	21 33.5	3 13	3	5 56	19	1	3	0.2401	7	3	
6 Resen	41 5.0	21 0.0	4 28	6	6 56	5	2	3	0.2415	14	3	
7 Ochrida	41 7.3	20 48.5	4 31	11	5 56	8	5	4	0.2406	21	4	
8 Struga	41 10.8	20 40.0	4 36	4	4 56	11	5	3	0.2408	40	3	
9 Debra	41 30.9	20 32.0	4 39	12	5 56	56	6	5	0.2391	31	4	
10 Kičevo	41 30.7	20 57.5	4 17	7	6 56	30	2	4	0.2395	78	4	
11 Brod	41 30.0	21 12.5	4 37	8	6 56	35	4	4	0.2395	78	4	
12 Gostivar	41 47.6	20 55.5	4 26	6	6 56	50	3	4	0.2382	50	4	
13 Tetovo	42 0.7	20 1.0	4 24	4	4 57	1	1	3	0.2374	26	3	
14 Stip (Ištip)	41 42.6	22 8.5	4 8	6	5 56	40	2	4	0.2396	25	4	
15 Radovišta	41 37.4	22 27.8	3 37	8	6 56	39	2	4	0.2394	11	4	
16 Strumica	41 27.0	23 38.2	3 57	9	7 56	24	5	4	0.2405	70	4	
17 Petrič	41 24.0	23 6.0	3 29	5	6 56	17	2	4	0.2413	25	4	
18 Džumaja	42 0.0	23 5.0	3 36	3	5 56	55	2	4	0.2388	14	4	
19 Gümüldžina	41 6.3	25 25.2	2 53	1	4 55	56	3	3	0.2440	17	3	
20 Maronia	40 54.4	25 28.8	2 12	1	4 55	59	1	3	0.2418	14	3	
21 Dedeagač	40 50.8	25 52.5	2 24	4	5 55	36	3	4	0.2456	56	4	
22 Xanti	41 6.6	24 55.8	3 38	3	5 56	0	3	4	0.2454	51	4	
23 Bulustra	40 58.4	24 55.8	3 00	3	7 55	46	4	4	0.2442	53	4	
24 Buk	41 15.1	24 32.2	2 55	3	4 56	0	2	3	0.2436	9	3	
25 Drama	41 8.8	24 10.0	3 12	6	7 55	57	8	5	0.2440	123	5	
26 Kavala	40 56.4	24 22.5	2 52	6	6 56	0	3	4	0.2432	23	4	
27 Slivnica	42 51.1	23 1.5	3 00	7	5 58	13	5	4	0.2332	25	4	
28 Ichtiman	42 26.1	23 48.5	3 9	8	5 57	25	3	4	0.2356	7	4	
29 Adrianopol	41 38.8	27 9.8	2 12	6	6 56	34	1	4	0.2406	66	3	
30 Sufili	41 11.4	26 18.0	2 19	6	6 56	2	2	4	0.2424	30	4	
31 Pašmakli	41 35.0	24 42.5	2 30	5	6 56	50	6	4	0.2403	90	4	
32 Mestanli	41 32.0	25 22.8	2 40	10	6 56	37	6	4	0.2400	6	4	
33 Papasköj	41 31.2	25 51.2	2 25	11	5 56	35	2	3	0.2412	27	4	
34 Radomir	42 32.4	23 57.8	3 25	5	5 57	45	3	4	0.2349	31	4	
35 Seres	41 4.4	23 35.5	3 1	4	5 56	13	1	3	0.2414	38	3	
36 Nevrokop	41 34.3	23 46.2	3 27	8	5 56	43	3	4	0.2495	29	3	
37 Mehomija	41 52.7	23 30.5	3 28	7	6 57	1	2	4	0.2391	50	4	
38 Jundol-Cord L.	42 3.4	23 50.2	3 4	10	5 57	13	4	4	0.2385	38	4	
39 Achtebol (Agatopolis) .	42 7.3	27 55.0	0 8	3	5 57	16	2	4	0.2396	18	4	
40 Bucht Kavak	42 22.0	27 42.5	1 33	2	4 57	51	1	3	0.2367	6	3	

	Nördl. Breite	Östl. Länge von Greenw.	Westl. Deklination	Inklination		Horiz. Intensität	γ	n
				A_{\max}	n			
				A_{\max}	n			
41 Burgaz	42° 30.0'	27° 29.2'	0° 15' 9"	6 56° 26' 2"	4	0.2399	46	3
42 Kap Emine	42 42.1	27 53.5	1 29 5	6 57 46	4	0.2369	34	4
43 Varna	43 12.8	27 56.5	1 23 4	5 58 11	2	0.2352	46	4
44 Kavarna	43 25.3	28 21.8	0 59 8	6 58 32	3	0.2335	27	4
45 Kap Kali-akra	43 21.7	28 28.0	1 3 7	5 58 42	2	0.2342	36	4
46 Sürtüköj	43 25.4	28 31.5	1 0 5	6 58 47	4	0.2336	89	4
47 Mangalia	43 48.3	28 35.0	1 7 4	6 58 53	1	0.2322	46	4
48 Constanza	44 11.0	28 39.8	1 11 2	6 59 21	3	0.2292	35	4
49 Tulcea	45 10.6	28 47.2	0 48 28	5 60 10	1	0.2254	8	4
50 Mačin	45 15.7	27 36.8	0 58 9	6 60 6	3	0.2254	15	4
51 Plovdiv (Philippopol) . .	42 8.9	24 45.8	1 38 8	5 58 29	2	0.2311	4	2
52 Karlovo-Kandža-Mogila .	42 35.9	24 49.0	2 27 7	5 57 36	1	0.2354	27	4
53 Trnovo-Sajmen	42 1.9	25 51.2	2 3 8	5 56 58	3	0.2390	15	4
54 Jambol	42 29.2	26 29.5	5 8 2	6 58 14	5	0.2410	32	4
55 Kizilagač	42 9.9	26 33.8	1 37 4	6 57 24	1	0.2367	23	4
56 Stara Zagora	42 24.4	25 38.2	2 17 5	5 57 20	2	0.2362	39	3
57 Kazanlik	42 37.3	25 23.2	2 19 8	5 57 33	3	0.2361	44	4
58 Trnovo	43 4.1	25 36.0	2 14 8	5 58 0	2	0.2347	36	4
59 Šumen	43 14.0	26 55.5	1 35 10	5 58 6	4	0.2348	36	4
60 Vrbica	43 0.3	26 40.5	1 49 5	6 57 54	7	0.2351	21	4
61 Razgrad	43 31.5	26 30.2	1 58 3	4 58 39	6	0.2316	14	3
62 Ruse	43 51.6	25 58.2	1 57 17	10 58 52	7	0.2301	38	8
63 Pleven-(Plewna)	43 25.8	24 36.5	2 26 2	4 58 29	1	3	—	—
64 Mezdra	43 9.1	23 42.5	2 49 8	5 58 13	1	0.2326	27	4
65 Orchaniye	42 54.0	23 46.2	2 56 4	5 58 16	8	0.2232	113	4
66 Küstendil	42 17.0	22 41.2	3 24 1	4 57 27	4	0.2349	23	3
67 Rjakovo	43 59.2	26 13.5	2 0 4	5 58 58	4	0.2293	41	3
68 Svištof	43 37.0	25 21.8	2 13 6	6 58 40	1	0.2310	27	4
69 Nikopol	43 42.4	24 54.0	2 14 5	5 58 44	3	0.2309	45	4
70 Bešli	43 42.9	24 25.0	2 24 8	3 58 43	1	0.2306	18	2
71 Orechovo	43 44.5	23 57.5	2 38 5	5 58 44	1	0.2305	22	4
72 Kozlodui	43 47.8	23 42.5	2 47 5	6 58 52	1	0.2300	5	4
73 Lom	43 49.9	22 59.5	2 49 8	5 58 51	10	0.2300	16	4
74 Vidin	43 58.5	22 52.2	2 58 8	5 59 1	1	0.2282	21	4
75 Vrv	44 11.8	22 44.2	3 0 7	5 59 18	5	0.2268	22	3
76 Gara-Orešec	43 38.0	22 44.5	4 51 6	5 58 41	2	0.2298	12	4
77 Berkovica	43 14.1	23 7.0	2 47 8	5 58 30	5	0.2323	14	4

Einige Bemerkungen über erdmagnetische Messungen, welche in Feodossia ausgeführt wurden

Kurze Mitteilung von L. Palazzo *)

Der Verfasser erwähnt die erdmagnetischen Bestimmungen, welche er in Feodossia 1914 gemacht hatte, und weist darauf hin, daß die betreffenden Angaben dem Weinbergschen Kataloge (1929) hinzuzufügen sind. Ferner vergleicht der Verfasser die neuen Messungen von Loidis (1924 und 1925) in Feodossia mit den Werten, die sich aus den früheren von Palazzo berechneten Interpolationsformeln ergeben. Bei diesen Vergleichen bemerkt man Übereinstimmungen sowie Unterschiede, über welche der Verfasser einige Überlegungen darlegt.

In einem neu erschienenen Katalog **), in welchem Professor Weinberg alle erdmagnetischen, in Rußland bis zum Jahre 1926 ausgeführten Bestimmungen sorgfältig gesammelt hat, finden wir (S. 174) die Reihe der Beobachtungen, welche in Feodossia (Krim) in verschiedenen Zeiten zwischen 1830 und 1925 gemacht wurden. Der ehrwürdige Verfasser des Kataloges hatte jedoch nicht vor Augen (und deshalb hat er sie weggelassen) jene absoluten Bestimmungen von D , I , H , welche ich selbst dort 1914 gemacht habe, als die italienische astronomisch-geophysische Mission sich nach Feodossia begab, um die totale Sonnenfinsternis am 21. August 1914 zu beobachten.

Station	λ	φ	t	D_t	I_t	H_t
Feodossia . .	35° 22' 30"	45° 2' 3"	1914.65	+ 1° 2.7'	59° 28.5'	0.23218

*) Die Sendung der Schrift war von dem folgenden Brief begleitet, welchen der Verfasser an die Redaktion der Zeitschrift für Geophysik adressiert hat: »... Leider befindet sich mich nicht mehr imstande, für die Festschrift des Geh. Rat Prof. A. Schmidt einen Beitrag zu senden, welcher der Höhe des zu ehrenden großen Gelehrten angepaßt sei. In der Tat: nach zweijährigem Augenleiden und -störungen (Glaucom und dazu Katarakt) habe ich seit sieben Monaten die Sehfähigkeit fast verloren: unmöglich für mich das Lesen, um so weniger das Beobachten und Rechnen; kaum einige Zeilen kann ich schreiben! Trotz dieser peinlichen Schwierigkeiten will ich, damit in der Festschrift zur Ehrung des Prof. Schmidt das italienische Gelehrtentum in dem Erdmagnetismus keineswegs fehle, vertreten sein. Ich habe deshalb mein möglichstes getan, um eine kurze Mitteilung für die Festschrift abzufassen. Es handelt sich um ein geringfügiges Ding; trotzdem sende ich meinen bescheidenen Beitrag, damit dieser meine Verehrung und Achtung für den Altmaster der Magnetologie, Prof. Schmidt, bezeuge. Ich habe mit dem tiefsten Beileid Kunde erhalten, daß auch Prof. Schmidt eine ähnliche Augenkrankheit hat wie ich, so daß er in seinen wissenschaftlichen Leistungen sehr behindert wird; mein Schriftchen in dem Festband zur Ehrung meines alten Freundes und Kollegen darf ein Ausdruck sein unserer innigen Solidarität in einem gemeinsamen Unglück ...« — L. Palazzo.

**) B. P. Weinberg: Catalogue of magnetic determinations in U. S. S. R. and in adjacent countries from 1556 to 1926. Leningrad 1929.

Meine oben erwähnten Messungen in Feodossia, welche ich als vortrefflich halte und über die ich in einer Separatschrift*) berichtet habe, sind also dem Weinbergschen Katalog hinzuzufügen mit den vorstehenden Angaben.

Aber die Abfassung dieser Zeilen hat nicht nur den Zweck, die vorhandene Lücke des russischen Kataloges auszufüllen, sondern vielmehr den Zweck, einige Überlegungen folgen zu lassen in betreff der magnetischen Säkularvariationen in Feodossia.

In meiner obenerwähnten Abhandlung hatte ich auf Grund der damals mir bekannten Bestimmungen von I. N. Smirnow (1874), Charkow (1886), Passalsky (1900), D. A. Smirnow (1905) und der meinigen (1914) mit Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate einige Formeln (zum Interpolationszwecke) berechnet, welche den zeitlichen Gang der Deklination und der Horizontalintensität in Feodossia von 1874 bis 1915 darstellen. Die Gleichungen waren:

$$D = -25' + 5,48't + 0.0298t^2 \dots \dots \dots \quad (1)$$

$$H = 0.28564 - 0.0001271t - 0.00000723t^2 \dots \dots \dots \quad (2)$$

wo als Anfang der Zeit t die Epoche 1900.0 zu verstehen ist.

Nun habe ich aus dem Weinbergschen Kataloge erschenen, daß nach mir in Feodossia noch andere Messungen von Herrn Loidis 1924 und 1925 ausgeführt worden sind, die zu folgenden Ergebnissen geführt haben:

t	D_t	I_t	H_t
1924	+ 2° 11'	60° 12'	0.2300
1925	+ 2 11	60 12	0.2301

Dies vorausgeschickt, entsteht in mir natürlich die Neugier, zu prüfen, ob die von mir festgesetzten Formeln (1) und (2) geeignet sind zur Anwendung auch durch Extrapolation, d. h. ob dieselben den Verlauf von D und H gut wiederspiegeln können auch für die Zeit, welche der Epoche meiner Messungen nachfolgte, von 1915 bis 1925.

In der Tat, wenn wir in der Gleichung (1) $t = + 25$ setzen, finden wir, daß die berechnete Deklination für die Epoche 1925.0

$$D = + 2^{\circ} 10.6'$$

ist; es ergibt sich also in diesem Falle die vollkommenste Übereinstimmung zwischen dem sich aus der Formel ergebenden Wert und demjenigen von 2° 11', welchen Loidis bestimmt hat.

Wenn wir auf analoge Weise in die Gleichung (2) $t = 25$ einführen, erhalten wir:

$$H = 0.22794,$$

) L. Palazzo: Determinazioni assolute e variazioni secolari degli elementi magnetici a Teodosia. Memorie Società Spettroscopisti ital., Vol. VI, serie 2, Catania 1917.

während das Mittel von den beiden beobachteten Loidisschen Werten (also das beobachtete Mittel für die Epoche 1925.0) ergibt:

$$H = 0.23005.$$

Der Unterschied zwischen Beobachtung und Rechnung ist hier wohl merklich. Es scheint also, daß von 1914 bis 1925 die Kraft H nach einem kleineren Verhältnis vermindert sei, als unsere Formel (2) voraussehen ließ.

In einer analogen Untersuchung, welche ich früher über die magnetischen Säkularänderungen in Massaua*) ausgeführt habe, bin ich auch einer derartigen unerwarteten Tatsache begegnet, d. h.: eine parabolische, von mir hergestellte Formel für H , auf Grund von Beobachtungen, welche in Massaua von 1897 an bis 1918 aufgenommen wurden, verglichen mit dem Wert H , welchen ich später, nach Massaua zurückgekehrt, im April 1926 bestimmt habe, hat gezeigt, daß H mit dem Zeitlauf ebenfalls weniger abgenommen hatte, als vorausgesehen war. Die Bestätigung einer Analogie zwischen den Variationserscheinungen der Kraft H in Feodossia und in Massaua ungefähr in derselben Zeitperiode kann ihre Bedeutung haben.

Auf die Messungen in Feodossia zurückkommend, muß ich sagen, daß ich für die Inklination (im Gegensatz zu jenem, was ich für D und H gemacht hatte) keine Interpolationsformel berechnet habe, weil die darstellende Kurve des Ganges von I keineswegs an einen algebraischen Ausdruck von I als Funktion der Zeit t angepaßt war. Es zeigte sich nämlich eine gewisse Unregelmäßigkeit des Verlaufs zwischen dem beobachteten I von Charkow und demjenigen von Passalsky; die Kurve begann, nach Abfall von einem Maximum im Jahre 1886 zu einem Minimum gegen 1900, wieder schnell anzusteigen. Das betreffende Graphikum, auf millimetrischem Grundnetz gezeichnet, ist in einer Tafel meiner oben zitierten Abhandlung wiedergegeben. Ich darf bemerken, daß man, wenn eine solche Kurve nach ihrem natürlichen Lauf bis zum Jahre 1925 verlängert wird, zu der Ordinate $I = 60^\circ 3'$ gelangt, welche nur wenig von jenem Wert $60^\circ 12'$ verschieden ist, der von Loidis in demselben Jahre beobachtet wurde; also kann unsere Kurve noch gut, für die Extrapolation angewendet werden.

*) L. Palazzo: Variazioni magnetiche secolari a Massaua col contributo di recenti misure. Atti d. Pontif. Accad. Scienze Nuovi Lincei, Anno LXXX, Roma 1927.

Possible causes of abnormal polarizations of magnetic formations

By Dr. C. A. Heiland, Professor and Head of the Department of Geophysics,
Colorado School of Mines, Golden, Colorado, U. S. A.

Mit der A. d. Schmidtschen Feldwaage sind in den letzten drei Jahren in den Vereinigten Staaten recht ausgedehnte magnetische Lokalvermessungen angestellt worden. Das vermessene Gebiet umfaßt mehr als eine Million Quadratkilometer, wovon der größte Teil für die Zwecke der Ölgeologie untersucht wurde. Die Anwendbarkeit der magnetischen Methode in der Ölgeologie beruht darauf, daß Ölantikinalen häufig von Erhebungen des kristallinen Untergrundes begleitet sind. Die Antikinalen entwickeln sich entweder durch Zuschüttung alter Gebirgsrücken („buried ridges“) und durch den größeren Druck der an den Flanken mächtigeren Sedimente, oder durch Aufaltung des kristallinen Untergrundes zusammen mit den Deckschichten, oder endlich durch vulkanische Intrusionen in die Sedimente. — Das sowohl bei diesen wie auch bei den zu bergbaulichen Zwecken angestellten Messungen zutage geförderte Material hat sehr zur Erweiterung unserer Erfahrung in der Deutung magnetischer Resultate beigetragen und vor allen Dingen gezeigt, daß die reine Induktionstheorie längst nicht in so ausgedehntem Maße anwendbar ist, wie es in manchen neueren Veröffentlichungen in vielleicht zu orthodoxer Weise behauptet wird. Die Bedeutung mechanisch-geologischer Kräfte ist bisher im allgemeinen unterschätzt worden. Experimente haben gezeigt, daß eine vereinte Anwendung von Zug- und Torsionskräften im normalen Erdfelde unter Umständen eine umgekehrte Magnetisierung hervorzubringen imstande ist; die Schwankungen in der Größe der permanenten Magnetisierung des Magnetits kann plausibel ebenfalls nur auf die Verschiedenheiten von Druck- und Temperaturverhältnissen bei seiner Entstehung zurückgeführt werden; die umgekehrte Magnetisierung von Erzkörpern läßt sich in vielen Fällen durch eine Überkippung der Lager nach ihrer Magnetisierung erklären; der Wechsel von positiven und negativen Anomalien an Basaltergüssen steht wahrscheinlich auch mit der Erstarrung einzelner Teile und ihrer Überkippung während des plastischen Fließens der Decken im Zusammenhang. Es erscheint daher hoffnunglos, aus der gegenwärtigen Magnetisierungsrichtung geologischer Formationen die Richtung der Inklination des Erdfeldes in früheren geologischen Perioden ableiten zu wollen. — Auf der anderen Seite läßt sich zeigen, daß ein großer Teil der negativen Anomalien, die über Hochpunkten paramagnetischer Formationen beobachtet werden, auch durch normale Induktion erklärt werden kann. Dies ist der Fall: 1. wenn Erzkörper, oder 2. Intrusivgänge oder Magnetitbänderung längs der Textur, in Störungskörpern mit unregelmäßiger Oberfläche, flach nach Süden einfallen; 3. wenn der Magnetitgehalt, wahrscheinlich infolge unterschiedlicher Abkühlung, innerhalb ein und derselben (meistens vulkanischen) Formation starken lokalen Schwankungen unterworfen ist; 4. wenn entgegengesetzter Magnetismus in einer kleinen durch eine benachbarte größere Lagerstätte induziert wird, oder endlich 5. wenn z. B. im Grundgebirge Granit in starker magnetischen Glimmerschiefer intrudiert und der letztere später erodiert wurde, wodurch die Dicke der magnetischen Formation über dem Zentrum der Intrusion reduziert wurde.

Among geophysical methods of prospecting the magnetic method has gained great practical importance. It combines speed with simplicity and slight cost of

operation; it is equally well applicable in mining and in oil geology. It shares this advantage only with the electrical method on a comparable scale.

The applicability of the magnetic method in oil and mining rests upon the fact that virtually all magnetic effects of formations are due to the presence of magnetite and some due to pyrrhotite. Magnetite is a mineral which not only forms independent orebodies of commercial value by magmatic segregation, pyrometasomatic replacement or regional metamorphism, but is also associated, together with pyrrhotite, with commercial orebodies of non- or little magnetic ore as for instance sulphides, iron-oxides and placer-deposits. Furthermore, magnetite occurs in crystalline igneous rocks and volcanic flows, the configuration of which can thus be determined by magnetic measurements and furnish data on the general geologic structure of the area. The association of magnetite with igneous or dynamo-metamorphic rocks is the reason for the widespread application of the magnetic method in petroleum geology. The structure of sedimentary formations in which the oil occurs, can frequently be determined by magnetic measurements as it generally bears some relation to the topography of granite ridges, or the general configuration of the basement-rock and igneous intrusions.

While magnetic exploration has been used in this country and Canada in mining for a long time, its application in oil geology is of comparatively recent age; magnetic surveying on such a scale as it is done at present was not begun before 1926. Extensive experience has been gathered but it has been found that the relation between the geologic structure is not nearly as simple as it was originally thought.

The magnetic anomalies bear a simple relation to the configuration of the magnetic formations only under certain favorable conditions. Such conditions exist: when (1) a component of the earth's magnetic field is selected for the observation which has the simplest relation to the position and shape of the disturbing mass. In high magnetic latitudes, this is the magnetic vertical intensity and near the magnetic equator it is the horizontal intensity because the anomalies are of maximum magnitude above bodies magnetized by induction in the earth's magnetic field. In intermediate latitudes, the vertical component should be given preference, especially if the depth-extent of the formations is great as compared to their width. (2) When the distribution of magnetic substances in the magnetic formation is uniform; (3) when the magnetic formation owes its magnetization to induction in the earth's field only and not to other, primarily mechanical influences, which may produce abnormal polarizations.

One object of this paper is to inquire into the possible causes of this abnormal polarization of magnetic formations.

The question arises immediately: how can we recognize such abnormal polarizations in the field data? The answer to this question is rather disappointing. We cannot recognize such abnormal polarizations without having an approximate conception of the geologic conditions. The least we have to know is whether there exists a high point in a magnetic formation below the location where there

is a negative anomaly in the magnetic vertical intensity in order to come to a provisional conclusion that there may be an abnormal polarization. A further study of the dip of the magnetic formation or of parts of it, and of the distribution of magnetic material in it (in horizontal and vertical direction) may then convince us that the anomaly may be explained by normal induction and arrangement of magnetic matter within the formation. Actually, then, there will be only a very few cases left, where we can speak of abnormal polarization. However, such process of elimination will only be possible under favorable conditions, that is, if we have an access to the magnetically disturbing bodies.

It has been stated before that abnormally magnetized formations cause negative disturbances in the magnetic vertical intensity. The question comes up if the reverse of this statement holds, namely that a negative anomaly always means an abnormal polarization? The answer is: certainly not. In connection with the study of the abnormal polarization we will, therefore, have to investigate negative anomalies in more detail in order to determine which negative anomalies correspond to such abnormal polarization. This will be the second object of this paper.

As a basis of all further considerations it should be noted that all statements about maxima or minima in magnetic vertical intensity apply to the northern hemisphere and to high magnetic latitudes, as only in that case a strong negative magnetic vertical intensity above the magnetic body would be something extraordinary. All these conditions become totally different near the magnetic equator provided we deal with induction only. Let us consider for a moment two extreme cases. If the inclination of the earth's magnetic field is 90° (near the Poles), the vertical intensity would be at its maximum directly over the center of a magnetic sphere; the horizontal intensity would be at its minimum above the northern boundary, zero above the center, and at its maximum above the southern boundary of the sphere. If the inclination is zero (near the magnetic equator), the horizontal intensity will have the maximum negative anomaly above the center of the sphere and the vertical intensity will be at its minimum over the northern boundary, zero above the center, and at its maximum above the southern edge. In other words, horizontal and vertical intensity are reversed at the poles and equator above the sphere. In intermediate latitudes the maxima of the vertical intensity will become asymmetrical as referred to the center of the sphere and there will be a negative anomaly in vertical intensity on the north side of the maximum positive anomaly. The ratio of negative divided by positive anomaly will increase from 0 to 1 as we go from the pole to the equator. If the magnetic body is not spherical but extends in some horizontal direction, the strike of the body and furthermore, its dip and its thickness in the vertical direction (in terms of depth to its surface) become of decided influence upon the behavior of the magnetic anomaly. Conditions, then, become very complicated. Magnetic anomalies which one may obtain in Venezuela will look different from what they are in Kansas on the same granite ridge. Fortunately, the influence of the strike in high magnetic

latitudes is not very pronounced. In other words, not to make matters unnecessarily intricate, we will confine our considerations to the higher northern magnetic latitudes. A maximum in the magnetic vertical intensity above or near the highpoint of a magnetic formation then is the normal, and the adjacent small minima are nothing abnormal. Only if the greatest disturbance above the structure has a negative sign, conditions are abnormal and are made the object of further investigation.

It is clear that one type of such negative anomalies can be dismissed immediately from further consideration for the inquiry into the nature of abnormal polarization. Those are negative anomalies due to diamagnetic formations such as observed on salt domes and their caprocks or on supposedly diamagnetic formations such as synclines with a great thickness of sediments (carboniferous and salt basins). Whether the latter negative anomalies are actually due to diamagnetic effects has not been definitely established because the negative signs of these anomalies would disappear if the normal value of the intensity would be chosen numerically lower. The normal value is something for which a proper physical and numerical definition cannot be given; it is derived from a least square adjustment of magnetic vertical intensities obtained on a number of widely scattered magnetic stations as a function of latitude. All depending on the average location of these stations relative to the depth of the basement, this normal value may correspond to so great a depth of the basement where its influence has vanished (this would then be a true normal value), but it may just as well correspond to only an average depth of the basement so that in basins where the basement rock drops below this average depth, negative anomalies will be observed. As it is not definitely known as yet if the magnetic anomalies on sedimentary basins are due to the diamagnetic effect of the sediments or the submergence of the paramagnetic basement, I have proposed the term pseudodiamagnetic for such formations in the tabulation of negative anomalies that is given herewith.

Classification of negative anomalies
which occur in higher northern magnetic latitudes.

- A. Anomalies on diamagnetic (or pseudodiamagnetic) formations.
 - a) Local anomalies (on salt domes and caprocks)
 - b) regional anomalies (in sedimentary basins, as carboniferous synclines and salt basins).
- B. Anomalies on or near highpoints of paramagnetic formations.
 - I. Induced magnetization predominant cause of magnetic effects. Negative anomaly due to
 - a) South dip of the formation at less than critical angle.
 - b) Magnetic zone, in geologic body of irregular shape, dipping south at less than critical angle.
 - c) Non- or less magnetic material imbedded in magnetic media. Effects of differential cooling.
 - d) Opposite magnetism induced in smaller by larger magnetic bodies.
 - e) Decrease in thickness of magnetic formation.

- II. Permanent magnetization predominant cause of magnetic effects. Negative anomaly due to
- a) Overturning of formations as a whole.
 - b) Overturning of solidified portions in plastic lavas.
 - c) Lightning.
 - d) Mechanical stresses
 - 1. three-pole effects.
 - 2. torsional effects.

While the types of negative anomalies just discussed are of no significance for our problem, we will now investigate the second type of negative anomalies, those occurring above paramagnetic formations. In accordance with what has been said before, the small negative anomalies that are due to the effect of a lower end of a formation are not considered; but only negative anomalies that are observed above the upper end or the high point of a magnetic formation where generally positive anomalies are expected, will be taken into account.

Analyzing the cause of such negative anomalies as observed on orebodies (in mining) and on extended formations (in oil geology) we find, first, that their majority may be explained by the normal induction of the earth's magnetic field and by the distribution of the magnetic substances. If an orebody dips to the north and its magnetic effects at the surface are due predominantly to the induction in the earth's magnetic field, the anomaly is positive above the upper end. If the body dips to the south, the anomaly is positive only if the angle of the south dip exceeds the "critical angle" [or the complement of the inclination of the earth's magnetic field; at right angles to the direction of the total intensity, the induction is zero (if the strike is magnetic east-west)]. For south dips smaller than the critical angle, therefore, a negative anomaly will be observed above the upper end. The range of south dips producing negative anomalies increases the more the magnetic equator is approached. This phenomenon is not only observed on iron ore deposits but it occurs in buried mountain ranges of irregular shape composed of granite or schist if dikes are intruded, or magnetite banding developed, dipping to the south at angles smaller than the critical angle. — Very irregular magnetic conditions are usually observed on lava flows. Negative anomalies alter with positive anomalies. A number of explanations may be given for the variability of the disturbances; only those resting on differential induction will be considered in this paragraph, while those resting on overturning of permanently magnetized portions in the plastic lava, etc., will be discussed in the next paragraph. It is very probable that the amount of magnetite segregated in a magma depends on the rate of cooling. As there are great differences in the temperatures at the surface of a magma flow, great horizontal differences in the distribution of magnetite must result. As a fairly magnetic substance if imbedded in a strongly magnetic medium acts as diamagnetic substance, it is possible that the variability of negative and positive anomalies on magma flows is due to differential cooling. Non-magnetic inclusions in igneous magmas, as for instance metamorphosed

limestones, or magnetic material still in the liquid state, may give rise to local, or regional negative anomalies. Negative anomalies observed on orebodies are often due to induction of opposite magnetism in a smaller by a larger orebody. Lastly, negative anomalies on basement uplifts seem to be rather frequently caused by intrusions of less magnetic granite into more magnetic schists, which would be equivalent, if erosion of the schist took place, to a decrease of the thickness of the magnetic formations under the magnetic minimum. It is not necessary, of course, that this decrease in the thickness of the magnetic schist is produced by a granitic intrusion, but there exist a number of other geologic factors that may bring about such a decrease in thickness, not only of magnetic members of the basement, but also of other magnetic formations on highpoints of geologic bodies.

It is quite evident that thus far we have been unsuccessful in this discussion to discover the cause of abnormal polarities of magnetic formations. The negative anomalies which we have considered could be explained by the normal induction of the earth's magnetic field, differences in the distribution of magnetic substances or in thickness of the magnetic formations. The question arises whether all or most magnetic anomalies are due to induction as it is generally assumed. There are certainly a great number of magnetic deposits which exhibit anomalies of such magnitude that their magnetization cannot be explained by induction only. It has been shown by experiment for a number of ferromagnetic substances that not only very high positive, but in certain cases, negative magnetizations, can be produced by mechanical influences in the presence of a weak magnetic field. As the retentivity of magnetic substances is proportional to the greatest intensity of magnetization attained in its magnetic history (saturation is probably never reached by combined earth's magnetic and mechanical causes), the permanent magnetization of formations that have been subjected to the discussed influences will be greater than the residual magnetism which would remain if the induction in the earth's field had been the only magnetizing cause. Then the "apparent" magnetic susceptibility (induced plus permanent magnetization divided by intensity of the earth's magnetic field) is, therefore, much greater than the "true" susceptibility (induced magnetization divided by strength of earth's magnetic field*).

If magnetic formations are overturned by dynamic geologic processes and if the permanent component of the magnetization is stronger than the inductive component, a negative magnetic anomaly will be observed above the upper end of it. Such cases may be observed on orebodies. It is also possible to explain the irregular conditions on lava flows by similar factors; certain portions of the lava flow which were apt to be solidified earlier than others, were magnetized and overturned in the movement of the plastic lava. Furthermore, it is known from experiments and observations on exposed formations that all kinds of magnetizations and polarities can be produced by lightning. This factor may also be of influence in

*) L. B. Slichter, Certain Aspects of Magnetic Surveying. A. I. M. E. Tech. Publ. 120.

causing the irregular magnetic conditions on lava flows, but it is not at all certain whether lightning can produce a negative magnetization of several square miles in area on peaks of buried mountain ranges. Only for the sake of completeness the locally limited negative anomalies may be mentioned which are observed occasionally above the north poles of short and narrow bodies of magnetite (shortbar effects), the strength of which can only be explained by permanent magnetization.

It seems to me that a great deal of attention must be given to the influence of mechanical stresses upon the magnetization of geologic formations. Not only the pressure in such depths in which basement rocks occur, but also the mechanical stresses which produce folding, faulting and twisting in the progress of dynamic geologic processes, are so great that their influence cannot be neglected; where differences in such stresses occur, differences in magnetization must result. In manufacturing magnets, it has been found that it is possible to pruduce three poles in a bar instead of two. The ends may be south poles and the middle a north pole (or vice versa). While the differences in magnetization caused by varying mechanical influences are probably not sufficient to cause pronounced polarities in straight sheets of magnetic formations, it seems possible that such irregular polarities may occur on the crest of a magnetic sheet if it is bent. As theoretically the sum of free magnetism of a magnetic bar is zero, it follows that the pole strength of the negative center pole must be double that of each of the positive end-poles. Provided the abnormal polarities on basement uplifts are due to this cause, it would be readily explainable why the negative anomalies are frequently so strong as compared to the adjacent positive disturbances.

Lastly, it is very likely that abnormal polarization of magnetic formations may be produced by effects of twist. H. Nagaoka*) could show experimentally that in the earth's magnetic field the positive or normal magnetization of a nickel wire could be changed to an abnormal negative magnetization by applying torsional and pulling stress at the same time after the latter had passed a critical point Similar experiments have not been made to my knowledge on rocks or ferromagnetic minerals; if they also show the same or similar phenomena, we would be able to explain satisfactorily a considerable num berof abnormal polarizations of magnetic formations.

Summing up the discussion of negative anomalies and abnormal polarities given above, I realize that I could not present much definite information. All this paper is meant to be, is a general discussion of the possibilities of explanation. Such discussion has at least one advantage, that of the elimination of a number of factors which from our present knowledge of magnetism cannot be considered as the cause of abnormal polarizations. In this connection it may be stated that one type of negative anomalies has been purposely omitted which may be classed as "terrain anomalies" and which are obtained if the magnetometer is set up on the foot of a basalt plug, or in a quarry etc., that is, when part of the magnetic formation is above the instrument. — I believe that the most frequent and most

*) Magnetization of Nickel. Imp. Coll. of Science, Tokyo, 1889.

plausible causes of the negative vertical intensity anomalies observed above highpoints in the basement or intrusions, etc., are those stated under Ib, e, and IIb, d in the classification given herewith. Whether or not that is so can only be decided by extensive experiments, both in the laboratory on mineral specimens and on known geologic conditions in the field. The discussion just given has been greatly handicapped by the lack of these data.

One will have come to the conclusion from the above discussion that very likely not one, but a number of causes, may produce negative anomalies above the uplifts of magnetic formations. The nature of these causes is intimately associated with the mechanical, and therefore, the geologic history of the formations. In the interpretation of a negative anomaly in virgin territory we are now nearly at a loss, as such a minimum, theoretically, may be produced either by a low in the basement (if normally magnetized) or by an uplift of the same (if abnormally polarized). Doubts may often be eliminated by considering the magnitude (in gammas) of the anomaly, its horizontal extent and its shape. However, a fundamental improvement of our interpretation methods can only be hoped for if we can definitely determine the geological causes for such abnormal polarizations and can thus state for unproven territory, from a consideration of the regional geology, that definite types of negative anomalies can only be due to uplifts and not to depressions.

Die geologische Bedeutung der Schaffung einer Isanomalenkarte der magnetischen Vertikalintensität von Deutschland

Von Friedr. Schuh, Rostock — (Mit 2 Abbildungen)

Es werden eine Reihe von Gründen mitgeteilt, die die große Bedeutung demonstrieren, welche für die geologische Forschung die Schaffung einer magnetischen Isanomalenkarte des Deutschen Reiches besitzt. Bei dieser Gelegenheit wird auch darauf hingewiesen, daß schon jetzt auf Grund der neuen magnetischen Untersuchungen in Holstein und Mecklenburg in die Mittelmeer-Mjösenzone Stilles zwischen Mitteleutschland und dem Kristianiagraben in ihrer Lage schärfster bestimmt werden kann. Auch werden einige Vorschläge für die Durchführung einer solchen Vermessung gemacht.

Als ich vor etwa einem Jahrzehnt von dem Gedanken erfüllt, magnetische Messungen der geologischen Forschung im Flachland dienstbar zu machen, hilfesuchend zu dem großen Gelehrten Adolf Schmidt nach Potsdam kam, da fand ich nicht nur durch wertvolle Ratschläge reiche Unterstützung, sondern A. Schmidt stellte mir auch ein von ihm neu konstruiertes Instrument, eine magnetische Feldwaage für Vertikalintensität, bereitwilligst zur Verfügung. Allein diesem Umstand ist es zu danken, daß dann mein erster tastender Versuch nicht ganz erfolglos war und viele andere zu ähnlichen Versuchen anregte. Auf die Erfahrungen aber, die seitdem gewonnen wurden, gründet sich der Plan, über den im nachstehenden gesprochen werden soll. Daß es möglich ist, heute einen solchen Plan zu entwickeln und mit Zuversicht voraussagen zu können, daß er in irgendwelcher Form trotz der Not der Zeit in absehbarer Zeit verwirklicht werden wird,

kann gerade den Altmeister magnetischer Forschung in Deutschland mit großer Befriedigung erfüllen, sieht er doch ein Saatfeld heranreifen, das erselbst bestellt hat.

Der geologische Bau Deutschlands ist außerordentlich kompliziert, das kommt jedem deutlich zum Bewußtsein, der eine geologische Karte zur Hand nimmt. Unendliche Mühe und großer Scharfsinn ist schon darauf verwendet worden, das relative Alter all der Gesteine, welche an der Oberfläche ausstrecken, zu bestimmen, aus der Lagerung der Gesteine Krustenbewegungen abzuleiten und aus dem Habitus der Gesteine paläographische und paläoklimatologische Schlußfolgerungen zu ziehen. Reiche Früchte hat diese Arbeit bereits getragen. Aber sie konnte doch immer nur die Gesteine der Oberfläche zum Ausgangspunkt der Forschung nehmen. In den Faltengebirgen wurde dieser Mangel in vieler Beziehung weniger stark empfunden, da durch die großartigen Schichtstörungen Gesteine verschiedensten Alters der Untersuchung zugänglich wurden. In solchen Gegenden dagegen, wo flach liegende Schichtdecken die Gesteine und die Strukturen des tieferen Untergrundes verhüllten, mußte viel ungeklärt bleiben, denn die relativ wenigen Tiefbohrungen konnten nur in untergeordnetem Maße zur Klärung beitragen. Legen wir uns nun die Frage vor, welche Flächen des deutschen Gebietes von solchen flach gelagerten, die Gesteine und Strukturen des tieferen Untergrundes verhüllenden Gesteinsdecken eingenommen werden und wie groß die Zonen sind, in denen mächtige Schichtpakete in den alten und jungen Faltengebirgen der Beobachtung zugänglich werden, so finden wir etwa ein Verhältnis von 3 bis 4 zu 1. Ich kam bei einer überschlägigen Berechnung zu einem Verhältnis von 8:3:1. Die Fläche also, wo flach liegende Gesteinsschichten die Strukturen des tieferen Untergrundes verhüllen, ist mehr als dreimal so groß, wie die Fläche derjenigen Gegenden, wo mächtigere Schichtpakete in gefalteten Gebirgszonen der Beobachtung direkt zugänglich sind. Wollen wir in diesen weiten Gebieten mit flach liegenden Gesteinsschichten über reine Oberflächengeologie hinauskommen, so müssen wir, da Tiefbohrungen nur in sehr bescheidenem Maße zur Verfügung stehen, nach systematischen Arbeitsmethoden suchen, welche uns einen tieferen Einblick in die Zusammensetzung der Erdrinde zu tun gestatten, mit anderen Worten, wir müssen geophysikalische Untersuchungsmethoden zu Rate ziehen. Unter diesen Methoden ist die magnetische Vermessung, wenn sie sich auf die Vertikalintensität beschränkt, am raschesten an zahlreichen Stationen durchführbar und gestattet gleichzeitig außerordentlich interessante Schlüsse auf die geologischen Verhältnisse des tieferen Untergrundes. Diese Methode ist daher am besten geeignet, uns den ersten Überblick zu verschaffen. Das größte deutsche Gebiet mit flach lagernden, den tieferen Untergrund verhüllenden Schichten ist das norddeutsche Flachland. Aber dieses ist es nicht allein, denn auch die ganze oberbayerische Hochebene mit ihren mächtigen diluvialen und tertiären Schichten gehört hierher, ebenso auch das mitteldeutsche Stufenland mit den schwach geneigten Schichten der Trias und des Jura, verhüllen uns doch diese mesozoischen Deckschichten die Zusammenhänge des varistischen Gebirges. Weiterhin gehört hierher das Gebiet des Elbsandsteingebirges mit seinen flach liegenden Kreide-

schichten und manches andere. So betrachtet, müssen wir erkennen, daß nicht nur Norddeutschland ein Interesse an großzügiger geophysikalischer Forschung haben muß, sondern alle Teile des Reiches, nicht zum wenigstens auch Bayern.

Es ist hier nicht der geeignete Ort, um näher auf alle die großen tektonischen Probleme einzugehen, deren Lösung durch die ausgedehnten flach gelagerten Schichten erschwert bzw. bisher unmöglich gemacht wurde. Nur die Verhältnisse des norddeutschen Flachlandes möchte ich etwas näher beleuchten.

Im ganzen östlichen Skandinavien und Finnland tritt das alte gefaltete Gebirge Ur-Europas zutage. Es erscheint im südlichen Teil des Europäischen Rußland wieder in der Podolischen Masse. Unterirdisch aber muß es quer durch das norddeutsche Flachland hinziehen. Über dem gefalteten Grundgebirge liegen im Bereich der „russischen Tafel“ diskordant Cambrium, Unter- und Ober-Silur, dann Mittel-Devon und in Richtung auf das Moskauer Becken noch jüngere Schichten. Die Grenze zwischen Grundgebirge und Paläozoikum geht in NO—SW-Richtung vom Weißen Meer über Ladoger See, dem Finnischen Meerbusen entlang nach Süd-Schweden. Die Inseln Gotland und Ösel gehören noch zu dieser paläozoischen Randzone. Die Grenze verläuft parallel den Linien gleicher nacheiszeitlicher Hebung, wie sie de Geer und Sederholm angegeben haben. Es handelt sich im wesentlichen um eine Erosionsgrenze.

An der Südspitze Schwedens finden sich plötzlich kräftige Störungen, welche in NW—SO-Richtung streichen und ein Schollengebirge erzeugen. Mesozoische Gesteine treten hier in Kontakt mit den alten kristallinen Gesteinen Ur-Europas. Das gleiche Streichen finden wir auf Bornholm wieder. Eine der gewaltigsten Störungslinien Europas tritt uns hier entgegen. Sie bildet die Grenze des alten versteiften russischen Schildes gegen SW. Gehen wir dieser Richtung von Bornholm aus weiter nach, so kommen wir in die Gegend von Köslin, wo in Richtung auf Posen die Grenze zwischen den großen magnetischen Störungszonen im Osten und dem schwächer gestörten Gebiet im Westen vorhanden ist. Die starken Störungen weisen noch auf die Unterlage des russischen Schildes hin. Weiter nach SO dürfte die Grenze der russischen Tafel dort zu suchen sein, wo die Ketten der Karpaten mit großen Überschiebungen im Osten ihr Ende finden. Die Bedeutung dieser Linie wurde schon lange erkannt und A. Tornquist¹⁶⁾ hat auch schon 1911 auf die großen magnetischen Störungen hingewiesen, welche gerade in dem Teil Norddeutschlands auftreten, welcher augenscheinlich noch zur russischen Tafel gehört. Somit liegt hier schon der Fall vor, daß die Resultate magnetischer Untersuchungen nicht nur zur Auffindung von Eisenerz, sondern zur Bestätigung einer tektonischen Bruchlinie innerhalb Deutschlands mit Erfolg herangezogen wurden. Gegenwärtig wird in diesem Gebiet besonders von Errulat gearbeitet. Durch die Tornquist-sche Linie, welche quer durch die norddeutsche Tiefebene hindurchgeht, wird diese bezüglich ihres tieferen Untergrundes und ihrer tektonischen Geschichte in zwei grundverschiedene Gebietsteile zerlegt. An das baltische Schild schließt sich im Gebiet von Norwegen Paläo-Europa mit den Kaledoniden an, die, über die Nordsee herüberstreichend, auch den größten Teil von England und Irland ein-

nehmen. Nach der Auffassung von H. Stille¹⁴⁾ würde auch der größte Teil des norddeutschen Flachlandes bis an die Nordketten des varistischen Gebirges zu Paläo-Europa hinzugehören; Ähnlich ist auch die Darstellung auf der Karte von F. Beyschlag und W. Schrieh¹⁵⁾. Das südliche Gebiet von Paläo-Europa und der sich südlich anschließende Teil von Meso-Europa zwischen der Rheinischen Masse und dem baltisch-russischen Schild (Osteuropäischer Schild Tornquists) wird nun ausgefüllt von dem „Saxonischen Faltungsfeld“ Tornquists¹⁶⁾. Seine tektonische Struktur ist für den größten Teil des norddeutschen Flachlandes von der allergrößten Bedeutung. Um die Klärung dieser Tektonik hat sich besonders H. Stille in zahlreichen Arbeiten große Verdienste erworben.

Im ganzen saxonischen Faltungsfeld kann die NW—SO-Richtung als herrschende tektonische Richtung angesehen werden. Wir erkennen dies im Teutoburger Wald, im Thüringer Wald, am Nordrand des Harzes, am Flechtinger Höhenzug, an der Erstreckung vieler Salzstöcke, besonders in Hannover, weiterhin auf Schonen und auf Bornholm, endlich weniger deutlich in Pommern, Mecklenburg, Schleswig-Holstein und Dänemark. Aber auch in diesen letzteren Gebieten wurde schon lange von verschiedenen Forschern auf die Bedeutung der Nordwestrichtung für die Tektonik des Untergrundes hingewiesen, wenn auch die mächtige Decke mit jungen, besonders diluvialen Ablagerungen die klare Erkennung des tektonischen Gefüges zum größten Teil unmöglich gemacht hat. Besonders waren es W. Deecke, O. Jaekel und E. Geinitz, welche in verschiedenen Schriften hierauf hingewiesen haben. Sie konnten ihre Schlußfolgerungen aber nur auf wenige horstartige Auffragungen älteren Gebirges gründen. Die magnetische Detailvermessung zeigt uns dagegen die Zusammenhänge in klarer und übersichtlicher Weise. Ich möchte in diesem Zusammenhang besonders an die Karte der Isanomalien der Vertikalintensität von Schleswig-Holstein erinnern, welche H. Reich auf Grund eigener Messungen entworfen hat⁸⁾, während die ebenfalls von H. Reich entworfene Karte der magnetischen Anomalien Norddeutschlands in derselben Arbeit⁹⁾, welche im wesentlichen auf Grund der magnetischen Vermessung erster Ordnung entworfen wurde, die Verhältnisse noch recht unvollkommen wiedergibt. Dies kann mit um so größerem Recht ausgesprochen werden, als heute schon der größte Teil von Mecklenburg-Schwerin eine detaillierte Vermessung erfahren hat, aus der hervorgeht, daß auch hier genau wie in Holstein die Nordwestrichtung im Liniensystem der Isanomalien durchaus vorherrscht¹⁰⁾. Ziemlich gut angedeutet finden wir dies schon auf der Isogonenkarte vom Deutschen Reich für die Epoche von 1925 von K. Hausmann¹¹⁾, während der Maßstab der von A. Nippoldt veröffentlichten, in vieler Beziehung außerordentlich wertvollen Karten von Europa¹²⁾ zu klein ist, um derartige Beziehungen erkennen zu können. Wir werden uns also vorzustellen haben, daß durch Holstein und durch Mecklenburg unterirdische Gebirgsrücken etwa von der Größenordnung des

^{*)} Die Veröffentlichung der Isanomalienkarte von Mecklenburg-Schwerin wird erst in einem späteren Zeitpunkt erfolgen, wenn dieselbe vollständig abgeschlossen sein wird.

Jura—Trias-Zuges im Norden des Teutoburger Waldes verlaufen, die bezüglich ihrer Lage und Umgrenzung durch magnetische Spezialaufnahmen gut zu erfassen sind. Die Kenntnis des saxonischen Faltungsfeldes (Tornquist's) wird durch solche Aufnahmen in außerordentlicher Weise erweitert und vertieft. Einer späteren speziellen Bearbeitung voreiligend, möchte ich an dieser Stelle schon erwähnen, daß nach meiner heutigen Auffassung die orogenen Vorgänge der jüngeren Diluvialzeit in Norddeutschland im wesentlichen auf dieses saxonische Faltungsfeld beschränkt zu sein scheinen und anscheinend besonders im Norden dieses Faltungsfeldes zur Geltung kamen. Habe ich bisher nur von der vorherrschenden tektonischen NW—SO-Richtung gesprochen, so treten doch im saxonischen Faltungsfeld auch noch andere Richtungen stark hervor, insbesondere die rheinische Richtung. Von besonderem Interesse war mir in dieser Beziehung eine Arbeit von H. Stille¹⁵⁾, in der er einen Zusammenhang zwischen dem Rheintalgraben-system und dem des Kristianiagrabens wahrscheinlich macht. Auch auf Grund der bisherigen magnetischen Untersuchungen scheint ein solcher Zusammenhang durchaus möglich, wenn wir die fragliche Zone im Norden etwas nach Osten verschieben. Nach der Darstellung Stilles [¹⁴⁾ Tafel 15] würde man vermuten, daß sich die Zone rheinischen Streichens durch die Jütische Halbinsel fortsetzt. Dies ist jedoch bestimmt nicht der Fall. Betrachten wir die geologischen Verhältnisse Dänemarks, wie sie z. B. auf einer Skizze des prädiluvialen Untergrundes in der „Übersicht über die Geologie von Dänemark“ 1928 gegeben wurde¹⁷⁾, so sehen wir besonders im nördlichen Teil von Jütland, etwa zwischen Thisted und Aarhus, die Formationsgrenzen in großer Einheitlichkeit NW—SO gerichtet. Die Fortsetzung dieses Zuges dürfte auf Møen und Rügen zu suchen sein. Dazwischen aber liegt ein Gebiet, wo die Formationsgrenzen in mehr Nord—Süd-Richtung verlaufen. In erster Linie kommt hier die Insel Seeland in Betracht. Daß es sich hier um Grenzen zwischen ziemlich jungen Formationsgliedern (Danium, Paläozän, Eozän) handelt, soll uns nicht stören, denn Stille hat gezeigt, daß an den gut bekannten Teilen dieses interessanten tektonischen Zuges Bewegungen in den verschiedensten geologischen Zeitepochen stattgefunden haben und daß der Charakter der Störungen verschieden war. Diese kartenmäßige Darstellung¹⁷⁾ ist für uns interessant, auch wenn wir bedenken, daß der Verlauf der Schichtgrenzen vielleicht später infolge neuerer Aufschlüsse noch etwas modifiziert werden muß. Gehen wir aber weiter nach Süden auf deutschen Boden, so liegen die neuen magnetischen Untersuchungen in Holstein⁸⁾ und in Mecklenburg vor¹¹⁾. Die ersten zeigen, daß zwischen Sylt und Schleswig ein ausgesprochenes NW—SO-Streichen herrscht, während bei Eckernförde die Zone rheinischen Streichens beginnt. Die letzteren¹¹⁾ aber lassen erkennen, daß ausgesprochen nordsüdliche Störungen auch noch im westlichen Mecklenburg vorhanden sind. Sie reichen, wie uns die Untersuchungen, welche später veröffentlicht werden sollen, zeigen, bis in die Gegend von Wismar. Aus dem Charakter der magnetischen Störungen geht also hervor, daß die Zone rheinischen Streichens die Ostseeküste zwischen Eckernförde und Wismar treffen muß. Weiter im Süden ist, wie Stille 1911¹⁹⁾ gezeigt hat, die Zone rheinischen

Streichens aus dem Streichen der Salzstöcke abzuleiten. Nach Stille ist diese Zone im Westen ungefähr durch eine Linie Lüneburg—Hannover, im Osten durch eine solche Salzwedel—Braunschweig begrenzt. Die Fortsetzung dieser Zone nördlich der Elbe würde das Gebiet der mecklenburgischen Salzstöcke Lübtheen-



Jessenitz und Conow umfassen, in welchem von mir 1920¹⁰⁾ durch magnetische Messungen eine Vergitterung der Streichrichtungen NW—SO und NO—SW festgestellt worden ist. In bezug auf das Lübtheener Gebiet haben neue umfangreiche Untersuchungen¹²⁾ dies bestätigt. Somit können wir den großen rheinischen Störungszug, die Mittelmeer-Mjösenzone Stilles, auf Grund magnetischer Untersuchungen auch dort verfolgen, wo

andere Anhaltspunkte bisher nicht vorliegen. Alles deutet darauf hin, daß die Verbindung zwischen dem Kristianiagraben und der Zone rheinischen Streichens auf deutschem Boden im Kattegat und auf den dänischen Inseln, besonders Seeland, zu suchen ist. Die Entstehung des Kattegat wird also mit dieser Zone in ursächliche Verbindung gebracht werden können (Fig. 1).

Wir haben also gesehen, daß schon bisher die magnetischen Untersuchungen für das norddeutsche Tiefland wichtige Anhaltspunkte für das großtektonische Gefüge des Untergrundes geliefert haben, war es doch möglich, die Grenze des russisch-baltischen Schildes auf deutschem Boden zu erfassen, das herzynische Streichen im saxonischen Faltungsfeld auch in den Gebieten zu erkennen, wo andere Anhaltspunkte kaum vorlagen, sowie die Lage der Mittelmeer-Mjösenzone Stilles näher zu umschreiben. Wäre heute schon vom ganzen norddeutschen Flachland eine genaue Isanomalienkarte der Vertikalintensität vorhanden, so würden die tektonischen Zusammenhänge noch mit viel größerer Klarheit erfaßt werden können. Was aber für die norddeutsche Tiefebene gilt, gilt ebenso auch für die übrigen Gebiete Deutschlands, wo mächtige flach lagernde Schichtpakete den tieferen Untergrund verhüllen.

Im Harz werden gegenwärtig unter Leitung bzw. auf Anregung von H. Reich magnetische Detailvermessungen durchgeführt. W. Wolff, der im östlichen Harz und in der Umgebung des Kyffhäuser arbeitete, kam, wie er mir mitteilte, zu sehr interessanten Ergebnissen, welche die Anschauungen von Fr. Kossamat über den Deckenbau des Harzes sehr wesentlich stützen dürften*). Also auch hier wird die magnetische Detailvermessung stark zur Klärung wichtiger tektonischer Fragen beitragen.

Ich habe bisher nur von den großen tektonischen Zusammenhängen an Hand einiger Beispiele gesprochen, welche durch eine genaue magnetische Vermessung Deutschlands gefunden werden können. Ich stellte diesen Gesichtspunkt voraus 1. weil die magnetische Vermessung uns in erster Linie Klarheit über das Streichen der störenden Schichten des Untergrundes gibt und hier Zusammenhänge aufdeckt, auch wenn wir noch nicht wissen, welche Gesteine die Störung verursachen; 2. weil nur die Vermessung eines großen Gebietes, wie sie in diesem Aufsatz propagiert werden soll, solche Zusammenhänge aufdecken kann, ebenso, wie es zunächst notwendig war, ein weitgespanntes Netz von magnetischen Stationen möglichst über die ganze Erde hin zu haben, um Großstörungen von kontinentalen Ausmaßen erfassen zu können; 3. weil es notwendig ist, zuerst Klarheit im großen zu haben, bevor wir uns mit Spezialproblemen abgeben, zumal sich die magnetischen Störungsfelder überlagern.

Wir wenden uns nun der weit schwierigeren Frage zu, welche Gesteine als Ursache der einzelnen Störungen angenommen werden müssen. Ohne weitere Unterlagen ist diese Frage im speziellen Falle überhaupt nicht zu lösen. Immer müssen andere geophysikalische oder geologische Beobachtungen hinzukommen,

*) Die fragliche Arbeit ist noch nicht erschienen.

welche die möglichen Ursachen in ihrer Zahl beschränken. Besonders schwierig liegen die Verhältnisse in Gebieten, wo Gesteine mit einem permanenten Magnetismus, der aber nicht einheitlich orientiert ist, als Störungsursache in Frage kommen, während in solchen Gegenden, in denen im wesentlichen nur induzierter Gesteinsmagnetismus eine Rolle spielt, eine Klärung leichter erfolgen kann. Von diesem Gesichtspunkt aus gesehen werden Gebiete mit mächtiger sedimentärer Schichtenfolge, wenn auch die Störungen von geringer Größenordnung sind, geringere Schwierigkeiten bereiten. Jedenfalls aber ist Voraussetzung für eine klare Erfassung der störenden Gesteinskörper, daß wir das magnetische Verhalten sehr zahlreicher Gesteine kennen. In dieser Beziehung ist das Meiste noch unbekannt, wenn auch von zahlreichen Mineralien und einzelnen Gesteinen bereits Daten vorliegen²⁾, zumal, wenn wir berücksichtigen, daß die Versuchsbedingungen den Verhältnissen in der Natur entsprechen müssen. Als Ergänzung der Beobachtungen im Laboratorium sind vergleichende Studien im Gelände unerlässlich. Gerade bei diesem Punkt tritt uns wieder die Bedeutung der systematischen Untersuchung Deutschlands mit einem engen Netz von Stationen entgegen, denn eine solche Vermessung würde, da sie auch geologisch gut bekanntes Gelände umfassen müßte, in reichem Maße Material für vergleichende Studien liefern. Einiges Material liegt bereits vor (z. B. ⁴⁾, ⁹⁾, auch ²⁾ usw.), doch ist dies noch bei weitem nicht ausreichend. Bei den Gesteinen mit permanentem Magnetismus muß als wesentlichste Quelle der Magnetisierung der Magnetit angenommen werden, dessen einzelne Kristalle in gleicher Orientierung im Gestein verteilt liegen. Die Orientierung der Kristalle erfolgte mit größter Wahrscheinlichkeit unter dem Zwang des zur Zeit der Erstarrung in der fraglichen Gegend herrschenden magnetischen Erdfeldes. Der Sinn der Orientierung braucht demnach den heutigen Verhältnissen nicht mehr zu entsprechen, sondern kann ihnen sogar entgegengerichtet sein. Verstehen wir unter positiver magnetischer Anomalie eine solche im Sinne der heutigen Erdinduktion, unter negativer entgegen dem Sinne der Erdinduktion, so können Gesteine mit permanentem Magnetismus ebensogut positive wie negative Anomalien erzeugen.

Wie Nippoldt⁴⁾ hervorhebt, erweisen sich z. B. die kristallinen Gesteine in Finnland und Nordschweden als nordmagnetisch, erzeugen also kräftige negative Anomalien, während positive Anomalien nur sporadisch auftreten. Dagegen finden wir im übrigen Europa häufig kristalline Gebiete mit Südmagnetismus. Hieraus ergeben sich für die geologische Auswertung ganz erhebliche Schwierigkeiten. Andererseits aber können aus dem gleichen Umstand der geologischen Forschung auch sehr große Vorteile erwachsen, wenn nämlich eine systematische Erforschung der Magnetisierung der Tiefengesteine durchgeführt wird, und zwar unter besonderer Berücksichtigung des geologischen Alters. Wird es doch dann vermutlich möglich sein, kristalline Gesteine unbekannten Alters einordnen zu können. Allerdings kommen für dieses Studium zurzeit in erster Linie langsam und gleichmäßig erstarrte Tiefengesteine in Frage, viel weniger Ergußgesteine, bei denen Fließbewegung und rasche Erstarrung eine ungehinderte Orientierung der magnetischen Mineralien unter der richtenden Kraft des Erdfeldes erschwert

oder unmöglich gemacht haben. Die Grundlage für die systematische Erforschung des magnetischen Verhaltens der Tiefengesteine kann wiederum nur eine detaillierte magnetische Vermessung eines großen Flächenraumes sein. Also auch dieser Gesichtspunkt führt uns wieder die große geologische Bedeutung einer genannten magnetischen Untersuchung Deutschlands vor Augen.

Die engmaschige neue Vermessung in Holstein und Mecklenburg und der Vergleich der Resultate mit den bisher bekannten geologischen Daten hat z. B. mit großer Sicherheit erkennen lassen, daß die herzynisch gerichteten positiven Störungszonen mit Aufragungen des Untergrundes in Zusammenhang stehen, während die negativen Zonen gleichen Streichens geologischen Synkinalen zu entsprechen scheinen. Das gleiche dürfte, wenn wir die magnetischen Verhältnisse Rügens in Betracht ziehen, auch für Vorpommern und aus anderen Gründen auch für Hannover gelten. Eine Bestätigung erhält diese Auffassung durch die Resultate von Schweremessungen, worauf H. Reich 1928⁸⁾, hingewiesen hat. Wenn wir nun auch hier die Hauptstörungsursache in den mehr oder weniger tief versenkten kristallinen Gesteinen des Untergrundes suchen, so müssen es doch Gesteine sein, deren Magnetisierung dem herrschenden Erdfeld nicht entgegengerichtet ist. Wenn wir nun für eine bestimmte Gegend die Beziehung zwischen dem Charakter der magnetischen Anomalie und der Sedimentationsmächtigkeit erkannt haben, so kann dies auch für wichtige Fragen der praktischen Geologie von Bedeutung sein. Ich denke hier besonders an die Geosynkinalgebiete mit ihren mächtigen Kohlen- oder Salzablagerungen. Hierauf hat Reich besonders aufmerksam gemacht⁹⁾ ⁷⁾ ⁸⁾. Wir sehen somit eine Fülle von interessanten Problemen, welche vermittelst einer genauen magnetischen Vermessung Deutschlands gelöst oder doch ihrer Lösung nähergeführt werden können. Aber hiermit ist die Bedeutung einer solchen Untersuchung noch lange nicht erschöpft, denn bisher war nur von der Auswertung von Großstörungen die Rede, jetzt aber soll noch kurz von Störungen geringeren Ausmaßes die Rede sein. Lange bekannt sind die eng begrenzten, vielfach aber recht kräftigen Störungen, die mit Erzlagerstätten oder Eruptivgesteinen in Zusammenhang stehen und vielfach praktische Auswertung erfahren haben. Interessant und ebenfalls unter Umständen praktisch wichtig sind aber auch die Störungen über Salzhorsten. H. Haalck²⁾ stellt die fragliche Literatur zusammen und gibt die Störungsbeträge an. Letztere findet er zwischen — 100 und — 200 γ. Dies ist insofern nicht ganz richtig, als die negativ gestörte Synkinalregion, in welcher sich der einzelne Salzstock befindet, hier teilweise mitberücksichtigt ist. Die negative Anomalie des einzelnen Salzstocks, als Einzelindividuum gegenüber der näheren Umgebung, ist wesentlich geringer und dürfte in den seltensten Fällen einen größeren Betrag als 60 γ haben. Trotzdem wird eine engmaschige magnetische Vermessung auch zum neuen Nachweis von Salzhorsten führen müssen.

Im vorstehenden hoffe ich die hauptsächlichsten Gesichtspunkte hervorgehoben zu haben, welche sowohl für den theoretisch wie praktisch eingestellten Geologen eine engmaschige magnetische Vermessung des Deutschen Reiches in hohem Grade wünschenswert erscheinen läßt. Ich möchte nur hinzufügen, daß

auch sehr viele ältere Feststellungen durch sie eine neue Bedeutung erlangen werden, sei es nun, daß es sich um Feststellungen geophysikalischer Art, wie Schweremessungen, oder um solche geologischer Art, wie Tiefbohrungen, handelt.

Ich gehe nun dazu über, bezüglich der praktischen Durchführung etwas von den Erfahrungen mitzuteilen, welche bei der im Gange befindlichen Vermessung von Mecklenburg gemacht wurden.

Für jede Untersuchung, bei der es sich nicht um absolute, sondern um relative Messungen handelt, spielen die Basisstationen eine besonders große Rolle, dies gilt ebenso sehr für Schweremessungen wie für die magnetischen Messungen. Unter Basisstationen verstehe ich in bezug auf unsere Vermessung diejenigen Stationen, an denen jeweils früh und abends An- und Abschlußmessungen gemacht werden, so daß die während des Tages an den verschiedenen Orten ermittelten Werte auf diese Stationen bezogen werden können. Da diese Basisstationen das Fundamentalgerippe für die ganze Vermessung darstellten, so wurde besonderer Wert darauf gelegt, die Differenzen von ΔZ zwischen diesen Basisstationen möglichst genau festzulegen. Nun erwuchs die Aufgabe, dieses ganze System an das System der preußischen Vermessung erster Ordnung anzuschließen. Da die ganze Untersuchungsarbeit im westlichen Mecklenburg begann, um dann nach Osten fortgesetzt zu werden, so lag es nahe, an die Stationen Kücknitz, Mittel-Wendorf, Mölln I und Gottmannsförde anzuschließen. Es stellte sich jedoch bald heraus, daß der aus der Vermessung erster Ordnung errechnete ΔZ -Wert von Gottmannsförde bestimmt unrichtig war und auch derjenige von Mittel-Wendorf schien im weiteren Verlauf der Vermessung nicht ganz zuverlässig. Im Süden Mecklenburgs war jedoch die Station Wittstock III von Potsdam aus neu vermessen worden. Infolgedessen wurden nun die übrigen Stationen erster Ordnung in Mecklenburg nicht mehr berücksichtigt, sondern das ganze System an Wittstock III angeschlossen. Aus dieser Erfahrung ergibt sich ohne weiteres die große Bedeutung einer weitmaschigen magnetischen Großvermessung, wie der magnetischen Vermessung erster Ordnung von Preußen, wenn diese Vermessung zuverlässig ist. Liefert eine solche Großvermessung doch das absolut notwendige Bezugssystem, an das sich die verschiedenen engmaschigen Vermessungen, welche sich zu einer einheitlichen Vermessung Deutschlands zusammenschließen sollen, anlehnen können. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß das Preuß. Magnetische Observatorium in Potsdam unter A. Nippoldt mit einer Revisionsvermessung der Vermessung erster Ordnung begonnen hat und demnach im Begriffe steht, eine wichtige Grundlage für eine engmaschige Vermessung zu liefern.

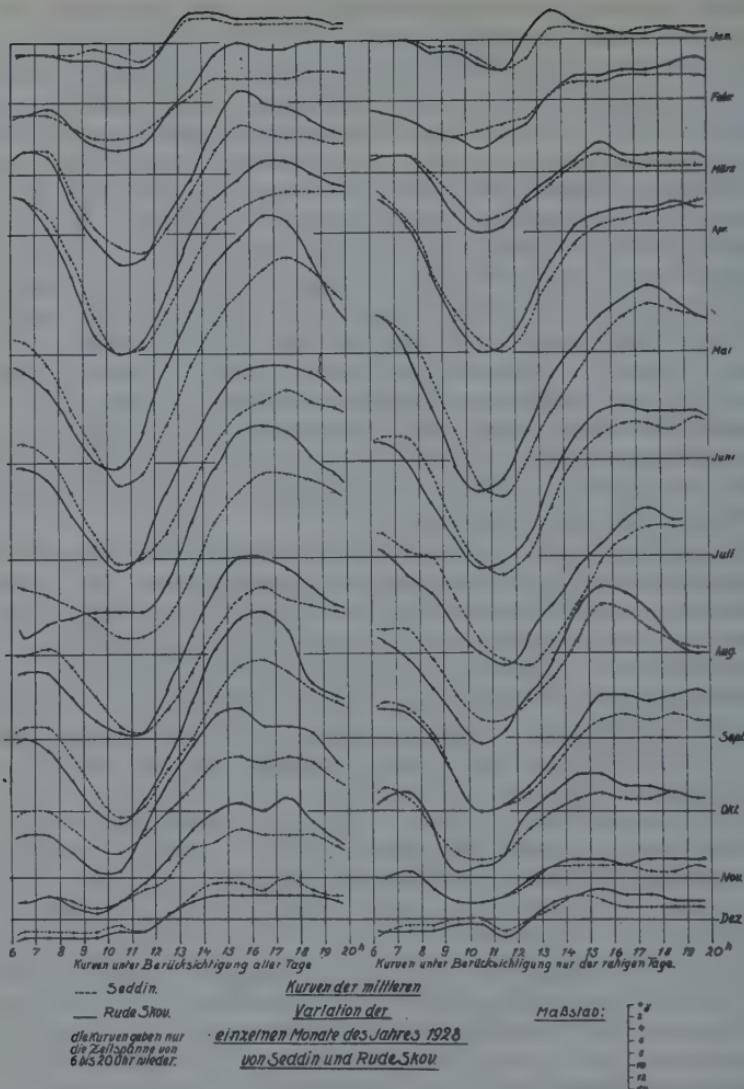
Die Detailvermessung selbst wird, da sie besonders stark geologische Interessen tangiert, am besten von den Deutschen Geologischen Landesanstalten in die Hand genommen werden. Eine Anregung in dieser Hinsicht, welche ich bei der letzten Direktorenkonferenz der Deutschen Geologischen Landesanstalten im Oktober 1929 gegeben habe, fand günstige Aufnahme, so daß auch in dieser Beziehung mit Zuversicht die weitere Entwicklung abgewartet werden kann. Was die Dichte des Stationsnetzes anlangt, so haben die Erfahrungen in Mecklenburg 15 bis 20 Meß-

stellen pro Meßtischblatt, möglichst gleichmäßig verteilt, als ausreichend erscheinen lassen, um ein zuverlässiges Isanomalenbild zu erhalten. Einen guten Überblick wird man aber schon bei einer geringeren Stationsdichte erlangen können. Andererseits ist für Lösung spezieller Aufgaben eine wesentlich größere Anzahl von Stationen notwendig. Da aber eine einheitliche Vermessung Deutschlands auch die kartenmäßige Darstellung der Ergebnisse in einem bestimmten Maßstab etwa 1 : 200 000 oder 1 : 300 000 nötig machen wird, so wird man Vermessungen zur Lösung spezieller Fragen mehr lokaler Natur bei diesem Kartenmaßstab doch nicht berücksichtigen können, so daß solche Untersuchungen immer auf Sonderkarten dargestellt werden müssen. Was den Abstand der zur Darstellung kommenden Isanomalen anlangt, so wurden in Mecklenburg mit einem Abstand von 40γ gute Erfahrungen gemacht. Es wären aber auch Linien im Abstand von 30γ möglich gewesen. In anderen Gegenden aber, wo sehr große Störungen auftreten, wie im Osten des norddeutschen Flachlandes, wird man vermutlich lieber einen etwas größeren Abstand wählen, während wiederum in Gegenden mit sehr geringen Störungsamplituden ein Isanomalenabstand von 30γ noch zu groß erscheinen kann. Die Verhältnisse liegen in dieser Beziehung ähnlich wie bei der Darstellung des Oberflächenreliefs durch Höhenkurven.

Bezüglich der Auswertung der Messungen, welche mit einem Schmidtschen Lokalvariometer für Vertikalintensität durchgeführt wurden und werden, ein Instrument, das wohl auch für andere Vermessungen in erster Linie in Betracht kommen wird, ergaben sich gewisse Schwierigkeiten bezüglich der Anbringung von einer Korrektur für die Tagesvariation. Es hatte sich nämlich herausgestellt, daß die unmittelbare Verwendung der Potsdamer Variationen, insbesondere für das Gebiet des nördlichen Mecklenburg, zu große Fehler ergibt, da die Variationsamplituden wesentlich größer sind als in Potsdam. Es wurde daher zunächst aus den Messungsergebnissen für die einzelnen Teile des Landes je nach ihrer nördlichen Lage ein Faktor abgeleitet, mit denen die Potsdamer Variationen multipliziert wurden. Dies ergab im allgemeinen eine Annäherung, die jedoch noch nicht voll befriedigte. Da nun das Gebiet von Mecklenburg ungefähr in der Mitte zwischen dem Potsdamer Magnetischen Observatorium und demjenigen von Kopenhagen liegt, so hatte Herr Nippoldt, mit dem ich diese Schwierigkeiten besprach, die Liebenswürdigkeit, mir eine Aufstellung zu übersenden, welche für das Jahr 1928 von Seddin und Rude Skov auf zwei Tabellen Variationsmittelwerte enthielt. Für die erste Tabelle waren alle Tage berücksichtigt worden, während für die zweite nur ruhige Tage Berücksichtigung fanden. Bei den Mittelwerten handelte es sich immer um Monatsmittel der Variation der verschiedenen Tageszeiten, also z. B.

	1 ^h	2 ^h	3 ^h	4 ^h	
Januar Seddin . . .	— 1	— 2	— 2	— 2	. . .
Rude Skov . . .	— 3	— 3	— 3	— 3	. . .

Februar



8 Zeitminuten entspricht. Um diesen kleinen, kaum darstellbaren Betrag hätten also die Linien von Rude Skov nach links verschoben sein müssen. Aus den Kurven geht hervor, daß insbesondere deshalb die Verwendung der Potsdamer Variationen unter Anbringung eines einfachen Multiplikationsfaktors vielfach zu unrichtigen Variationswerten führen wird, weil sich die Variationskurven von Rude Skov und Seddin im allgemeinen nicht in der Nulllinie schneiden. Auf Grund dieses Ergebnisses wurden nun sowohl von Potsdam, wie von Kopenhagen, Variationskurven der Meßstage erbeten, was in liebenswürdigster Weise zugestanden wurde, wofür ich beiden Observatorien den verbindlichsten Dank aussprechen möchte. Der aus den Kurven entnommene Variationsbetrag für die in Frage kommenden Meßzeiten wurde nun verwendet, indem zwischen beiden Werten entsprechend der Entfernung der Meßstellen von Potsdam bzw. Kopenhagen linear interpoliert wurde. Die Resultate waren durchaus befriedigend. Ich führe dies nur an, um zu zeigen, wie wichtig für das Projekt einer einheitlichen magnetischen Vermessung Deutschlands an mehreren Orten eine Dauerregistrierung der magnetischen Variationen wäre. Auch in dieser Beziehung scheint mit ein Zusammenarbeiten der die Detailvermessung durchführenden geologischen Stellen mit den magnetischen Observatorien von großer Bedeutung zu sein.

Sollten obige Ausführungen, welche nur in groben Strichen einige mir wichtig erscheinende Gesichtspunkte aufzeichnen konnten, den Erfolg haben, das in diesem Aufsatz gekennzeichnete Projekt zu fördern, so würde dies sicherlich auch dem großen Gelehrten Adolf Schmidt, dem die Festschrift als Zeichen der Verehrung gewidmet ist, Freude bereiten.

Literatur

- 1) F. Beyschlag und W. Schriehl: Kleine geologische Karte von Europa, mit Deckblatt: Tektonisches Bild von Europa, herausgegeben von der Preuß. Geolog. Landesanstalt. 1925.
- 2) H. Haalck: Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik. S. 98 bis 100 und 108—111, mit Literaturangaben. Borntraeger 1927.
- 3) K. Hausmann: Isogenenkarte vom Deutschen Reich. 1 : 2000000. Kommissionsverlag: Robert Kiepert, Charlottenburg 2.
- 4) Nippoldt A.: Karten der Verteilung des Erdmagnetismus und seiner örtlichen Störungen in Europa. Archiv des Erdmagnetismus H. 6. Berlin 1927.
- 5) H. Reich: Magnetische Messungen in Oberschlesien. Jahrb. d. Preuß. Geol. L.-A. für 1923, S. 319—342. Berlin 1924.
- 6) Derselbe: Erdmagnetismus und glaziales Diluvium. Jahrb. d. Preuß. Geol. L.-A. für 1924. Berlin 1925.
- 7) Derselbe: Magnetische Messungen im Aachener und Erkelenser Steinkohlengebiet usw. Jahrb. d. Preuß. Geol. L.-A. f. 1926, S. 84—115. Berlin 1926.
- 8) Derselbe: Zur Frage der regionalen, magnetischen Anomalien Deutschlands, insbesondere derjenigen Norddeutschlands. Zeitschr. f. Geophys. 4, 84—102 (1928).
- 9) H. Reich und W. Wolff: Über das magnetische Verhalten verschiedener Harzgesteine. Centralbl. f. Min. usw., Abt. B, Nr. 5, S. 153—160, 1929.
- 10) Fr. Schuh: Magnetische Messungen im südwestlichen Mecklenburg als Methode geologischer Forschung. Mitteil. a. d. Meckl. Geolog. Landesanstalt Heft 32, 1920.

- ¹¹⁾ Derselbe: Magnetische Anomalien im westlichen Mecklenburg. Zeitschr. f. Geophys. 4, 304—313 (1928).
- ¹²⁾ Derselbe: Neuere geologische und geophysikalische Feststellungen am Lübtheen-Jessenitzer Salzstock. Abschnitt IX: Geologisches Gesamtergebnis der Untersuchung. Ebenda, Heft 39, N. F. 4, 1930.
- ¹³⁾ H. Stille: Der Untergrund der Lüneburger Heide und die Verteilung ihrer Salzvorkommen. 4. Jahresber. d. Niedersächs. geolog. Vereins Hannover 1911, S. 224 bis 286, m. Karte.
- ¹⁴⁾ Derselbe: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Borntraeger 1924.
- ¹⁵⁾ Derselbe: Rheinische Gebirgsbildung im Kristianiagebiet und in Westdeutschland. Abh. d. Preuß. Geol. L.-A., N. F. 94, S. 110—132, mit Karte. Berlin 1925.
- ¹⁶⁾ A. Tornquist: Die Tektonik des tiefen Untergrundes Norddeutschlands. Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. 38, S. 822—836, 1911.
- ¹⁷⁾ Übersicht über die Geologie von Dänemark. Danmarks geologiske Undersøgelse V. Raekke N. 4. Taf. I. Kopenhagen 1928.

Die innere Genauigkeit von Inklinationsmessungen mit dem Erdinduktor

Von O. Venske

Es werden die Ursachen aufgezeigt, welche es bewirken, daß ein Unterschied besteht zwischen den Inklinationswerten, welche mit dem Erdinduktor in den beiden verschiedenen Lagen des Höhenkreises beobachtet werden, und es wird ein Weg gezeigt, um diesen Unterschied zu beseitigen.

Erdmagnetische Messungen gehören, wie bekannt, zu denjenigen Messungen physikalischer Natur, welche besonders häufig störenden Einflüssen unterliegen. Der Grund hierfür ist in der Kleinheit der Kräfte zu suchen, auf welche sich die Messungen von dieser Art beziehen. Häufig gelingt es, solche störenden Einflüsse aufzufinden und auszuschalten oder sie ihrer Größe nach zu bestimmen. In vielen Fällen aber, in denen man mit Sicherheit auf Störungen schließen kann, entziehen sie sich der Feststellung. Dies trifft besonders dann zu, wenn sie so zahlreich, oder so verwickelt auftreten, daß eine Übersicht im einzelnen nicht mehr gelingt.

Fälle dieser Art sind die folgenden.

Gehören zu einem magnetischen Theodolit mehrere Magnete, so kann man die Erfahrung machen, daß sich die absoluten Konstanten derselben, nach Vergleichen mit einem Normaltheodolit, trotz gleichbleibender magnetischer Verteilung verschieden ändern. Waagen zeigen eigentümliche Ausbuchtungen des Temperaturkoeffizienten verbunden mit starken Gängen des Basiswertes, während bei Variometern überhaupt unbegreifliche Schwankungen der Empfindlichkeit auftreten. Auffällig ist es auch, daß sich bei Messungen mit dem Erdinduktor die in den verschiedenen Lagen beobachteten Werte der Inklination merklich voneinander unterscheiden.

Letztere Erscheinung, die so ganz den Anschauungen widerspricht, mit denen ein unbefangener Beobachter an die Messungen mit dem Erdinduktor herantritt,

ist schon mehrfach Gegenstand der Aufmerksamkeit gewesen. Ich selber habe mich mit ihr wegen des Interesses, das sie besitzt, eingehend beschäftigt. Als Unterlage dienten mir 1500 Inklinationsmessungen, die ich in den Jahren 1902 bis 1929 ausgeführt habe, und zwar fast ausschließlich mit Instrumenten von G. Schulze, Potsdam, aber auch mit solchen anderer Herkunft. Zur Anwendung kam stets die Mascartsche Nullmethode in der Form, daß in den beiden möglichen Lagen des Höhenkreises je eine J -Beobachtung ausgeführt wurde. Der Unterschied zwischen diesen beiden J -Werten werde mit Δ bezeichnet.

Es hat sich gezeigt, daß Δ , falls kein Fehler in der Beobachtung vorliegt, stets kleiner bleibt als eine Minute und im Mittel nur ein Drittel dieses Betrages besitzt, aber größer ist, als es dem zufälligen Fehler der Beobachtung entspricht. Ferner hat es sich gezeigt, daß die Folge der Δ -Werte keine Zufallsfolge bildet. Das geht hervor aus dem häufigen serienweisen Auftreten fast gleicher Werte. Damit stimmt es überein, daß es gelingt, Beziehungen zwischen den begleitenden Nebenumständen und den Werten von Δ aufzufinden. In dieser Hinsicht hat eine genaue Durcharbeitung der ganzen Reihe auf folgende Gesetzmäßigkeiten geführt:

1. Ist Δ groß, so weichen die beiden Einzelwerte der Inklination in entgegengesetztem Sinne von dem richtigen Inklinationswerte ab, so daß ihr Mittel nur mit geringem Fehler behaftet ist.
2. Es besteht eine Abhängigkeit der Unterschiede Δ von der Temperatur in der Art, daß bei Beobachtung im ungeheizten Raum eine jährliche Periode der Δ vorgetäuscht wird.
3. Der Unterschied Δ ist abhängig von der Reihenfolge der Beobachtung. Er ist anders je nach der Kreislage, mit welcher die Beobachtung begonnen worden ist.
4. Dieser Unterschied steht ferner in Abhängigkeit von der Schnelligkeit, mit der die Spule gedreht wird.
5. Einfluß auf ihn hat auch der Druck, mit dem die Spulenachse in den Lagern ruht.

Als Ursache für die Verschiedenheit der in beiden Lagen des Höhenkreises beobachteten Inklinationen läßt sich das Auftreten einer elektromotorischen Kraft, thermoelektrischen oder anderen Ursprungs, durch die Reibung der Bürsten auf dem Kommutator annehmen. Daß eine solche elektromotorische Kraft eine derartige Verschiedenheit herbeizuführen vermag, ist in meiner Theorie des Erdinduktors gezeigt*). Von diesem Standpunkt aus ließe sich das unter 1., 2., 4. bemerkte Verhalten ohne weiteres verstehen. Um 3. zu erklären, müßte noch die zusätzliche Annahme gemacht werden, daß sich die vorausgesetzte elektromotorische Kraft innerhalb einer Beobachtung mit der Zeit ändert. Die Beziehung 5. bliebe aber unverständlich.

*) Vgl. O. Venske: Ein Verfahren zur Bestimmung der Inklination vermittelst des Induktionsinklinatoriums. Göttinger Nachrichten 1909.

Daraus geht hervor, daß noch andere Ursachen als wie die eben betrachtete am Zustandekommen der in Rede stehenden Erscheinung beteiligt sein müssen. Darauf weist auch der Umstand hin, daß, wenn man die Spulendrähte löst und den Kommutator kurz schließt, die dann bei der Drehung auftretende elektromotorische Kraft höchstens genügt, um einen Betrag von Δ in der Höhe von 0.15 Minuten zu erklären. Damit stimmt es überein, daß eine Veränderung der Bürstenspannung die Größe dieser Differenz nur wenig beeinflußt.

Nun sind die größeren Induktoren so konstruiert, daß sich das obere Lager radial verschieben läßt, während das untere außer einer solchen Verschiebung auch noch eine Verstellung in zwei dazu senkrechten Richtungen gestattet. Diese letztere Verstellbarkeit wird dadurch ermöglicht, daß das untere Lager entweder an einer verschiebbaren Platte befestigt oder, wie bei den Induktoren von G. Schulze und Th. Edelmann, in drei in einer Ebene liegenden und einander gegenüberstehenden Spitzenschrauben aufgehängt ist. Bei der Drehung der Spule werden beide Lager auf Drillung beansprucht und zwar je mit einem, Drehungsmoment, dessen obere Grenze das Drehungsmoment bildet, unter dessen Einwirkung die Spule rotiert. Letzteres ist von der Größenordnung 10^6 CGS Es ist anzunehmen, daß das obere Lager eine solche Beanspruchung ohne weiteres erträgt. Zweifelhaft aber ist es, wie es sich mit dem unteren Lager, zumal bei der Schulze-Edelmannschen Konstruktion, verhält. Fällt die Achse des auf dasselbe wirkenden Drehungsmoments nicht genau mit der Lagerachse zusammen, so tritt ein Kippmoment auf, welches sehr wohl das Lager verstellen kann. Eine solche Verstellung des unteren Lagers kann auch durch Veränderung des Lagerdruckes infolge von Deformation der Spule bei der Rotation eintreten, insofern damit eine Spannungsänderung in der Haltevorrichtung des Lagers verbunden ist. Eine Lagerverstellung wirkt sich aber in beiden Kreislagen im entgegengesetzten Sinne in der Inklination aus. Es sind also mit Verwindung und Lagerdruck zwei weitere Momente gesetzt, durch welche das Zustandekommen der Differenz Δ erklärt werden kann.

Thermoelektrische Kraft und Verlagerung der Spulenachse während der Drehung sind nach dem Vorhergehenden die Gründe für den in den beiden verschiedenen Kreislagen zu beobachtenden Unterschied der Inklination. Wenngleich dieser Unterschied auch nur der Differenz der nahe entgegengesetzten Fehler der beiden einzelnen Inklinationswerte entspricht und daher für die Genauigkeit der Messung ohne unmittelbare Bedeutung ist, so wäre doch seine Beseitigung erwünscht. Über den Weg, auf dem diese geschehen könnte, mögen folgende Andeutungen genügen.

Vor allem muß die mechanische Stabilität des Instruments erhöht werden. Dies geschieht durch Verstärkung des Inklinationsringes und Herstellung einer festen Verbindung zwischen ihm und dem unteren Lager. Der Einwand, daß hierdurch ja die Justierbarkeit des letzteren verloren ginge, ist hinfällig. Denn es ist eine mechanisch einfache Aufgabe, es von vornherein so einzurichten, daß der Winkel, den die Spulenachse mit der Kippachse des Inklinationsringes bildet,

um nicht mehr als 5 Minuten von einem rechten Winkel abweicht. Eine solche Abweichung würde aber selbst bei einer Inklination von 70° erst einen Fehler von

$$0.000146 \cdot 5^2 \cdot \operatorname{tg} 70^{\circ} = 0.01'$$

in die Beobachtung hineinbringen, der ganz unwesentlich ist. Dann müßte Vorsorge getroffen werden für möglichste Herabdrückung der bei der Drehung entstehenden thermoelektrischen Kraft. Dazu wäre es nötig, durch eine systematische Untersuchung erst einmal eine Legierung festzustellen, welche bei genügender Härte und kleiner Spannung gegen Kupfer eine möglichst kleine reibungselektromotorische Kraft entwickelt. Aus einer solchen Legierung müßten die Schleifbacken und die Bürsten angefertigt werden. Ferner müßte Sorge getragen werden für möglichste Herabdrückung der thermoelektrischen Kraft auf der Seite des strommessenden Instruments, die ihren Ursprung in der Ungleichförmigkeit der Temperatur, welche längs der Verbindungsleitungen herrscht, haben kann. Schließlich kann es auch von Vorteil sein, um störende elektromotorische Kräfte unschädlich zu machen, von der Gleichstrombeobachtung zur Beobachtung mit Wechselstrom überzugehen.

Es ist anzunehmen daß es gelingt, durch Maßnahmen, die sich in der vorgezeichneten Richtung bewegen, die Differenz Δ erheblich zu verkleinern oder gar zum Verschwinden zu bringen. Als Nebenerfolg hiervon ist eine Erhöhung in der Genauigkeit der Inklinationsbeobachtungen zu erwarten, die hinreicht, diese Beobachtungen auf die Stufe von Präzisionsmessungen zu erheben.

Theorie einer neuen galvanischen Waage

Von R. Bock in Potsdam

Die Brauchbarkeit einer auf galvanischem Prinzip beruhenden Waage wird rechnerisch nachgewiesen.

Der hauptsächlichste Vorteil einer Stromspule gegenüber einem Magneten, daß das magnetische Moment ohne Eingriff in beliebigen Grenzen nach positiver und negativer Richtung geändert und zum Verschwinden gebracht werden kann, findet seine beste Verwendung in Apparaten, bei denen der Magnet bzw. die Spule durch Lageänderungen oder Verschiedenheit der Bewegungen die Größe des magnetischen Feldes mißt und dabei das Moment von Einfluß ist. Zu diesen Apparaten gehört neben anderen die magnetische Waage.

Die nähere Betrachtung der bei einer „galvanischen Waage“ auftretenden Verhältnisse, also der erforderlichen Stromstärke und Spannung, der entstehenden Erwärmung und des Gewichts gibt vollauf die Berechtigung zu einer konstruktiven Durchbildung, die übrigens bereits in Angriff genommen ist.

Sei das magnetische Moment einer in einem horizontalen Durchmesser gelagerten Spule M ihr Gewicht P , die Entfernung ihres Schwerpunktes vom Dreh-

punkt d und bilde ihre Spulenebene mit der Senkrechten den Winkel α , so lautet die übliche Gleichgewichtsbedingung:

$$MH \cos \alpha - Pd \sin \alpha = 0.$$

Ein drittes Glied tritt nicht auf, da $\alpha = 0$ ist, wenn $M = 0$ ist. Unter Berücksichtigung, daß α sehr klein ist, wird

$$d\alpha = \frac{M}{Pd} dH.$$

Die Spule sei kreisförmig, habe den Radius r und bestehe aus n Windungen. Der Draht besitze den Querschnitt q und das spezifische Gewicht s und sei von i Amp. durchflossen. Das Gewicht des Spulenkörpers (einschließlich Schneide, Spiegel usw.) stehe zu dem der Spule allein im Verhältnis δ . Dann ergibt sich folgende Beziehung:

$$d\alpha = dH \frac{r \cdot i}{20 \cdot d \cdot q \cdot s \cdot (1 + \delta)}.$$

Ersetzt man den Strom i durch Spannung (e) und Widerstand unter der Voraussetzung, daß der Spulendraht den spezifischen Widerstand σ habe und der äußere Widerstand (Zuleitung, Stromquelle, Meßapparate usw.) sich zu dem der Spule wie ε verhalte, so wird

$$d\alpha = dH \frac{r}{40 \pi n d s \sigma (1 + \delta) (1 + \varepsilon)}.$$

Der Übergang auf die üblichen Einheiten (α in Minuten, H in γ) verschafft die Beziehungen:

$$d\alpha^{(c)} = 1.72 \cdot 10^{-8} \frac{1}{d(1 + \delta)} \cdot \frac{1}{s} \cdot \frac{r}{q} \cdot i \cdot dH^{(\gamma)},$$

$$d\alpha^{(c)} = 0.274 \cdot 10^{-8} \frac{1}{d(1 + \delta)(1 + \varepsilon)} \cdot \frac{1}{s \cdot \sigma} \cdot \frac{1}{n} \cdot e \cdot dH^{(\gamma)}.$$

Zur Erzielung einer möglichst großen Empfindlichkeit muß s und $s \cdot \sigma$ möglichst klein sein. Diese Forderung erfüllt Aluminium mit

$$\sigma = 29 \cdot 10^{-7} \Omega \text{ cm}, \quad s = 2.7 \text{ g/cm}^3.$$

Für Aluminium gehen mithin die Beziehungen über in

$$d\alpha^{(c)} = 0.637 \cdot 10^{-8} \frac{1}{d(1 + \delta)} \cdot \frac{r}{q} \cdot i \cdot dH^{(\gamma)},$$

$$d\alpha^{(c)} = 34.9 \frac{1}{d(1 + \delta)(1 + \varepsilon)} \cdot \frac{1}{n} \cdot e \cdot dH^{(\gamma)}.$$

Die Voraussetzung, daß sich die Spule in t sec um 1°C erwärmen dürfe, gibt die Möglichkeit, über i/q zu verfügen. Unter Berücksichtigung der spezifischen Wärme des Aluminums ($0.214 \text{ g cal/g}^{-1}$) wird das Verhältnis

$$\frac{i^2}{q^3} = \frac{0.214 s}{0.24 \cdot t \cdot \sigma} \quad \text{und} \quad \frac{i}{q} = \frac{914}{\sqrt{t}}.$$

Wird z. B. $i/q = 10^2$ gesetzt ($i = 10^{-1}$ A, $q = 10^{-3}$ qcm, entsprechend einem Durchmesser von 0.36 mm, erst in rund 80 sec erfolgt eine Erwärmung um 1° C) und $r = 5$ cm, $d = 0.5$ cm, $\delta = 4$, so ist bei 220 Windungen eine Spannung von 2 Volt erforderlich. Als Empfindlichkeit ergibt sich 0.3γ je Minute Ausschlag, also eine Empfindlichkeit, die rund das Vierzigfache der bei der Schmidtschen Feldwaage üblichen beträgt.

Der ganz belanglose, nur der Vollständigkeit halber eingeführte Wert ε ist allerdings gleich 0 gesetzt, alle anderen Größen sind keineswegs günstig angenommen; über sie kann obendrein noch, wie hervorgeht, zwanglos weitgehendst verfügt werden. Zwar vermag die Waage nur verhältnismäßig geringe Differenzen gegen einen festen Ausgangswert zu messen, man ist also gezwungen, einen Teil des Feldes, der hinsichtlich seiner Größe von der gewünschten Empfindlichkeit abhängig ist, aufzuheben. Dies wird am zweckmäßigsten ebenfalls elektrisch auf bekannte Weise geschehen; aber dafür besteht der Vorteil, daß die Waage ohne Änderung des Waagekörpers universell, also ohne weiteres für alle Feldstärken brauchbar ist. Ebenso liegt es im Prinzip, daß sämtliche Empfindlichkeiten, natürlich bis zu einer gewissen oberen Grenze, angewendet werden können.

Aber die Möglichkeit der Ablesung der stromlosen Lage, also der Einstellung des unmagnetischen Waagekörpers und mithin die Bestimmung der Differenzen gegen diese bei stromdurchflossener Spule, hebt beträchtlich die Güte der Beobachtungen; denn die bei der üblichen Feldwaage so leidigen, unkontrollierbaren Standänderungen und die Temperaturabhängigkeit verschwinden vollkommen. Allerdings entsteht die Unbequemlichkeit der zweifachen Strommessung und -einstellung, aber der Fortfall der Kontrollbeobachtungen, der steten Rückkehr zum Ausgangspunkt des Meßgebietes, der Unkenntnis über die Anbringung eines etwaigen Sprunges wird vielleicht ein reichliches Äquivalent bieten.

Messungen im Luftschiff

Von K. Haussmann

Zur Vorbereitung wissenschaftlicher Messungen im Luftschiff „Graf Zeppelin“ wurden Beobachtungen über Stampfen, Schlingern und Gieren angestellt.

Für die geplanten Forschungsfahrten in der Arktis mit dem Luftschiff hat Ad. Schmidt die Unterlagen zu magnetischen Messungen in diesem nur wenig erschlossenen Gebiete aufgestellt, auch die Gesichtspunkte für die Einrichtung und Abstimmung der hierzu geeigneten Meßinstrumente angegeben. Zum Bau dieser Instrumente mußten aber noch Anhaltspunkte geschaffen werden, die nur aus dem Verhalten des Luftschiffs bei der Fahrt zu gewinnen waren. Die Zeppelinbau-Gesellschaft kam dem Verfasser durch die Erlaubnis entgegen,

bei einer Fahrt des „Graf Zeppelin“ in einer magnetisch ungestörten Kabine Messungen vornehmen zu dürfen.

Die Fahrt erfolgte am 5. Dezember 1928 bei ruhiger Wetterlage, leichtem Wind und Sonnenschein, von Friedrichshafen über den Bodensee und über Land bis Ulm und zurück. Die Flughöhe ging bis 500 m über dem Erdboden; die Geschwindigkeit war im Durchschnitt 110 km in der Stunde, sie wurde in Schleifen mehrfach stark vermindert und bis auf 25 km herabgesetzt, auch wurde das Schiff einmal zum Stillliegen in der Luft gebracht.

Das Luftschiff ging sanft und ruhig, es wurde gelegentlich durch eine Bö in eine leichte Schaukelbewegung versetzt. Über der Wasserfläche des Bodensees war die Fahrt ruhiger als über dem welligen, verschieden bebauten, auch mit Waldstücken bestandenen Landgebiet. Während der ganzen Fahrt war ein leichtes Vibrieren zu spüren, verursacht durch die Motoren.

Zur Messung der Schwankungen des Luftschiffs dienten Hängegradbogen, die in der Längs- und in der Querrichtung des Schiffes aufgehängt wurden, auch Fadenloten verschiedener Länge mit Ablesemaßstäben in diesen Richtungen; auch wurden Hängekompassen beobachtet.

Die Längsschwingungen (Stampfen) des Luftschiffs gingen regelmäßig vor sich, im Mittel mit 20 sec Periode. Die Schwingungsweiten waren im Mittel 1.7° , der Höchstbetrag war 3.7° ; meist blieben sie unter 1° .

Die Querschwingungen (Schlingern) des Luftschiffs waren unregelmäßig, doch mit deutlich erkennbarer Periode von 5 sec. Sie waren überlagert von unregelmäßigen Schwingungen von 0.8 sec bis 1.5 sec, im Mittel von 1 sec Periode. Diese aufgelagerten rascheren Schwingungen können vom Schiffsgitter herrühren und beeinflußt sein durch andauerndes Gehen von Leuten im Luftschiff, vor allem der Passagiere von einer Bordseite zur anderen in dem der Kabine benachbarten Salon. Die Unregelmäßigkeiten der Querschwingungen können auch herrühren von der Einübung der Schiffsbesatzung, besonders im Ruderlegen, bei dieser Übungsfahrt. Die querseitigen Schwingungsweiten waren im Mittel 1.8° mit dem Höchstwert 2.0° .

Bei langsamer Fahrt verringerten sich in beiden Schiffsrichtungen die Schwingungsweiten; sie waren im allgemeinen dann nicht größer als 0.5° , bei stillstehendem Luftschiff blieben sie unter 0.3° .

Beim Hängekompaß schwankte die leichte hochkant stehende Magnetnadel viel weniger als die schwerere, breite Balkennadel.

Bei einer Werkstättenfahrt am 15. November 1929 konnte der Verfasser Beobachtungen mit dem Peilgerät im Navigationsraum des „Graf Zeppelin“ anstellen. Trotz stark böigen Wetters war die Fahrt ruhig genug, daß Peilungen nach der Sonne mit gleichzeitigen Kompaßablesungen, besonders gut an einem Fluidkompaß, ausgeführt werden konnten. Bei geradliniger Fahrt zeigte sich häufig 10 bis 15 sec lang kein merkliches Ausweichen aus der Kursrichtung (Gieren) des Luftschiffs.

Das Ergebnis der Beobachtungen kann dahin zusammengefaßt werden, daß man im Luftschiff „Graf Zeppelin“ bei einigermaßen ruhiger Wetterlage mit geeignet gebauten Instrumenten recht wohl die magnetische Horizontal- und Vertikalintensität messen kann; daß man dort, wo keine Deklinationsmessungen vorliegen, noch brauchbare Bestimmungen auch dieses magnetischen Elementes ausführen kann, wenn man den Schiffsort genau genug bestimmen kann, darunter verstanden dessen Festlegung in geographischer Länge linear auf etwa 10 km genau.

Die Ermittlung der Schwingungen des Luftschiffs ist vielleicht auch von Wert für andere als magnetische Beobachtungen, bei denen Meßapparate verwendet werden, die gewöhnlich eine feste Aufstellung erfordern.

Une modification de l'enregistreur à marche rapide et à petite consommation de papier de Ad. Schmidt pour l'application aux stations de l'Année Polaire 1932—1933

Par D. la Cour — (Avec 2 figures)

A l'observatoire magnétique de Copenhague on a fait usage de l'enregistreur à marche rapide et à petite consommation de papier de Monsieur le Professeur Ad. Schmidt pour obtenir un type d'instrument approprié au travail de l'Année Polaire 1932—1933.

A la plupart des observatoires magnétiques les enregistreurs ne marchent généralement que 15 à 20 mm par heure. Comparées avec une photographie d'un paysage ou d'une personne, ces feuilles photographiques n'utilisent qu'une très petite partie du sel d'argent pour reproduire les courbes minces, et la plupart du papier coûteux est, pour ainsi dire, utilisé seulement dans le but d'obtenir des distances entre les courbes et leurs lignes de base et afin de servir de réserve de chaque côté de la courbe pour assurer contre perte de trace en cas de grands écarts de la valeur moyenne.

L'économie du papier et du travail, qui est la suite de cette marche lente des enregistreurs, n'est obtenue qu'aux dépens de pertes des enregistrements des variations rapides, mais cela n'importe point pour arriver aux valeurs ordinaires pour les annuaires des observatoires.

Pour plusieurs recherches spéciales la marche de 15 mm par heure ne suffit pas, et M. le Professeur Ad. Schmidt a indiqué une méthode aussi ingénieuse qu'étonnante*), par laquelle on peut obtenir des enregistrements à marche rapide et, si l'on veut, à grande échelle sans augmenter ni la consommation de papier ni le

*) Eine photographische Registriereinrichtung mit weiter Zeitskala bei sparsamem Papierverbrauch. Tätigkeitsberichte des Preußischen Meteorologischen Instituts 1925, Berlin 1926, p. 38—45.

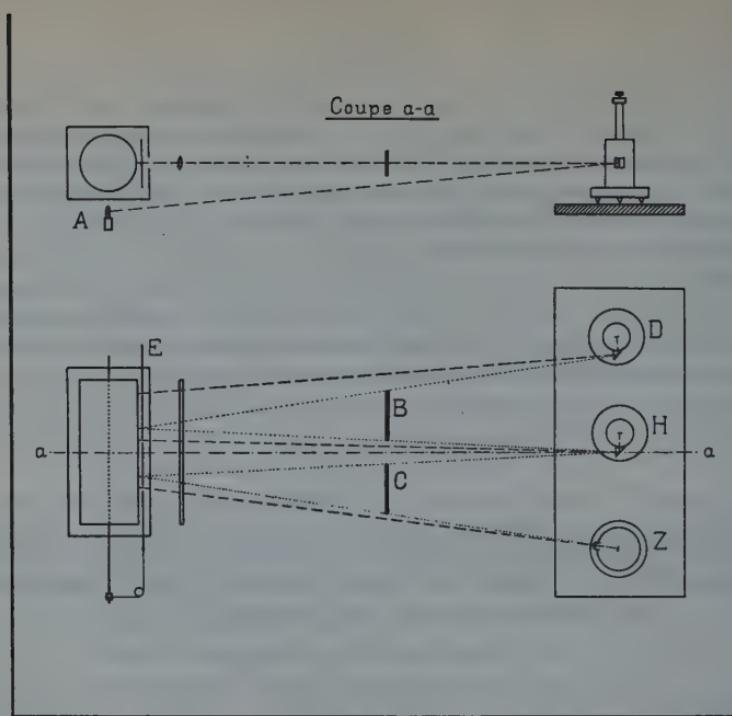


Fig. 1

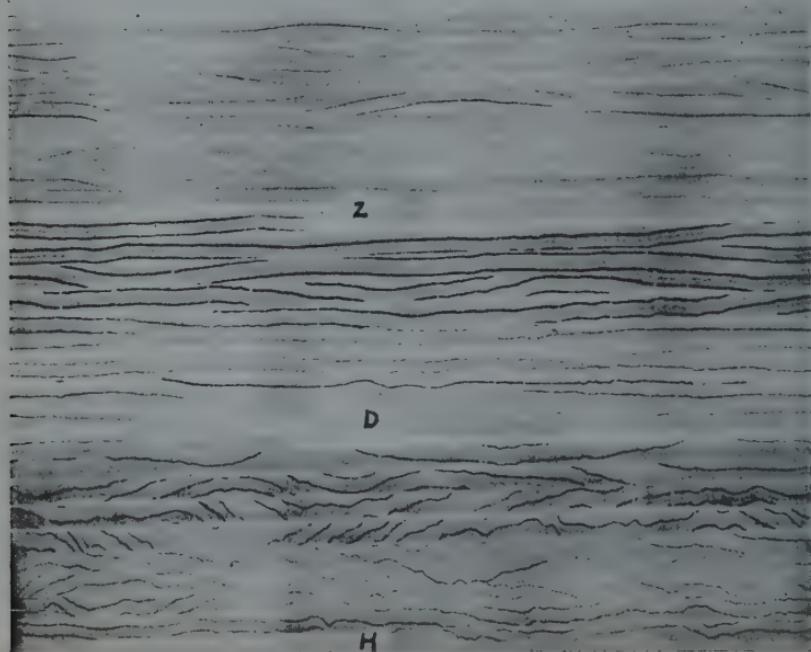


Fig. 2

travail du développement des courbes. Mentionnons encore comme un trait caractéristique de la méthode en question qu'elle permet toujours d'interpréter les traces même en cas de grandes agitations de l'aimant. D'un autre côté, les enregistrements ne sont pas faciles à mesurer pour en dériver les valeurs exigées pour les annuaires.

En dépit de ses avantages considérables la méthode d'enregistrement de A.d. Schmidt n'a été utilisé que très peu jusqu'ici, tant que je sache.

Pour l'Année Polaire prochaine une série de recherches extraordinaires est envisagée. Naturellement on fera marcher à tous les observatoires magnétiques provisoires des enregistreurs qui fourniront des courbes de la manière ordinaire. Mais pour l'étude spéciale des variations rapides dans les diverses régions du globe, on profiterait beaucoup des enregistreurs du type de A.d. Schmidt.

Pour arriver à un modèle qui pourra fournir simultanément les variations rapides des trois éléments magnétiques on a commencé des expériments à cet égard à l'observatoire de Copenhague, et un appareil d'essai y est déjà en fonction.

Le principe de cet appareil est indiqué dans la figure 1, qui pourtant ne correspond pas exactement à l'appareil actuellement en fonction. La lampe, le miroir et l'écran avec les fentes qui dans l'enregistreur de A.d. Schmidt envoient les 36 faisceaux de lumière vers le variomètre, sont remplacés par une série de 36 petites lampes à fil incandescent, linéaire et vertical. Ces lampes (*A*) sont fixées en rang sur une poutrelle d'ébonite placée au-dessous du cylindre d'horloge, et émettant de la lumière dans toutes les directions ce «système optique» permet d'illuminer simultanément plusieurs variomètres p. ex. *H*, *D* et *Z* de la figure.

Reflété des miroirs de trois variomètres un certain nombre des 108 faisceaux de lumière vont être arrêtés par les deux écrans, *B* et *C*, placés de manière que la lumière reflétée de chaque variomètre ne peut atteindre que son tiers du cylindre.

E représente l'écran mobile qui dans l'appareil en question contient 3 fentes larges de 10 mm et chacune laissant passer seulement 1 ou 2 rayons lumineux. Cet écran est déplacé à peu près 9 cm en 12 heures.

L'usage des 36 lampes au lieu du système optique de A.d. Schmidt facilite beaucoup l'ajustation de l'appareil, ce qui sera de grande importance pour le travail pendant l'Année Polaire. D'un autre côté, les 36 lampes exigent une consommation plus grande d'électricité que fait le système de A.d. Schmidt. Chacune des lampes qui est employée actuellement consomme par 5 volts à peu près 0.1 amp. ou en tout 18 Watt. On est en train de faire des essais pour diminuer cette consommation d'électricité.

Ajoutons que pour pouvoir placer les variomètres comme indiqué dans la figure tout près l'un de l'autre on s'est servi de variomètres munis d'aimants à très petit moment magnétique.

L'appareil en essai n'est que dernièrement mis en fonction à l'observatoire de Copenhague, et la figure montre une copie diminuée d'un des premiers enregistrements (du 12 juin). Bien que les lentilles des variomètres de *D* et de *Z* ne soient pas encore définitivement ajustées et bien que les distances mutuelles entre les lampes ne

soient pas encore réglées, la figure donne tout de même une idée de l'aspect total de l'enregistrement. Surtout, les traces de H faites avec une valeur d'échelle d'à peu près 2γ par millimètres montrent beaucoup de détails.

Il me semble bien désirable de faire usage pendant l'Année Polaire des enregistreurs magnétiques du type inventé par Ad. Schmidt. Naturellement, on doit à priori faire abstraction de la possibilité de mesurer ces courbes dans toute leur étendue, mais une collection de tels enregistrements, faciles à embrasser, et faits simultanément aux stations bien réparties dans les régions arctiques, équatoriales et antarctiques serait d'une valeur extrême pour l'étude de plusieurs phénomènes qui ne puissent pas être dévoilés à l'aide d'enregistreurs à marche ordinaire.

Copenhague, le 14 Juin 1930.

Was sagen uns die Parameter eines Magneten?

Von G. Fanselau

Die Darstellung des Potentials eines Magnets mit Hilfe der sogenannten Parameter (Kugelfunktionsreihen) wird mit der Darstellung, die aus der Volumenmagnetisierung des Magnets entspringt, verglichen und die Parameter so mit der Volumenmagnetisierung in Zusammenhang gebracht. Durch Unterteilung des Magnets lassen sich Einblicke in die Verteilung der Magnetisierung im Magnet gewinnen.

So einfach auch auf den ersten Blick die Grundgesetze der Magnetostatik erscheinen mögen, so gestaltet sich ihre Anwendung bei der Beschreibung der Wirkung von Magneten aufeinander doch recht verwickelt. Erst Ad. Schmidt ist es gelungen, das Problem in seiner vollen Allgemeinheit zu lösen. In seinen grundlegenden Arbeiten*) setzt er dabei das Potential eines Magneten in Form einer Reihe von Kugelfunktionen an:

$$V = \sum_n Y_n.$$

Jedes Y_n ist eins ogenanntes „Laplacesches Y “, eine Laplacesche Kugelfunktion von der Form:

$$Y_n = \sum_m \left(\frac{1}{r}\right)^{n+1} (g^{mn} \cos m\varphi + h^{mn} \sin m\varphi) P^{mn}.$$

Wie man sieht, ist also die Wirkung eines Magneten nach außen hin durch eine gewisse Zahl von Konstanten, die g^{mn} , h^{mn} , bestimmt. Diese Konstanten sind für jeden einzelnen Magneten charakteristisch. Es erhebt sich deshalb sofort die weitere

*) Ad. Schmidt: Sitz.-Ber. d. Pr. Akad. (Math.-Phys. Kl.) 1907, XVI. Derselbe: Terr. Magn., Dez. 1912 und Juni 1913.

Frage, in welcher Beziehung diese sogenannten Parameter zu der Verteilung des Magnetismus im Inneren des Magneten stehen, und ob es möglich ist, aus den Parametern diese Verteilung zu erschließen. Hält man an der dem Magneten äquivalenten magnetischen Kugeloberflächenbelegung — dem physikalischen Bilde der Reihenentwicklung nach Kugelfunktionen — fest, so kann man diese Frage natürlich nicht beantworten. Vielmehr muß man das Gesamtpotential des Magneten aus den Teilstücken seiner Volumenelemente zusammensetzen und diese Darstellung des Potentials mit der mit Hilfe der Parameter gewonnenen vergleichen. Betrachtet man ein Volumenelement $d\tau$ des Magneten, so kann man sich seine magnetischen Eigenschaften durch einen Dipol vom Moment \mathfrak{M} dargestellt denken, sein Potential also ansetzen in der Form:

$$V = \mathfrak{M} \cdot \text{grad } U$$

mit U als der Potentialfunktion der Einheitsmasse. Die magnetische Wirkung des ganzen Magneten ist dann einfach

$$V = \int (\mathfrak{M} \text{grad } U) d\tau \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

integriert über den Magneten.

Gleichung (1) bildet den Ausgangspunkt der folgenden Betrachtungen, die in ihren Grundzügen im wesentlichen auf Bidlingmaier zurückgehen. Es seien x_0, x_1, x_2 die Kartesischen Koordinaten des Aufpunkts, ξ_0, ξ_1, ξ_2 die eines Punktes im Inneren des Magneten, $\varrho = \sqrt{\sum_i i(x_i - \xi_i)^2}$ die Entfernung zwischen beiden Punkten. Entwickelt man nun in (1) $\text{grad } U$, so erhält man z. B. für die ξ_0 -Komponente dieses Vektors:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi_0} \frac{1}{\varrho} &= \left. \frac{\partial}{\partial \xi_0} \frac{1}{\varrho} \right|_0 + \left. \frac{\partial^2}{\partial \xi_0^2} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \cdot \xi_0 + \left. \frac{\partial^2}{\partial \xi_0 \partial \xi_1} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \cdot \xi_1 + \left. \frac{\partial^2}{\partial \xi_0 \partial \xi_2} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \cdot \xi_2 \\ &+ \frac{1}{2!} \left[\left. \frac{\partial^3}{\partial \xi_0^3} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \cdot \xi_0^3 + \left. \frac{\partial^3}{\partial \xi_0 \partial \xi_1^2} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \cdot \xi_1^3 + \left. \frac{\partial^3}{\partial \xi_0 \partial \xi_2^2} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \cdot \xi_2^3 \right. \\ &\left. + 2 \frac{\partial^3}{\partial \xi_0^2 \partial \xi_1} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \xi_0 \cdot \xi_1 + 2 \frac{\partial^3}{\partial \xi_0 \partial \xi_1 \partial \xi_2} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \xi_1 \cdot \xi_2 + 2 \frac{\partial^3}{\partial \xi_0^2 \partial \xi_2} \frac{1}{\varrho} \right|_0 \xi_0 \cdot \xi_2 \right] + \frac{1}{3!} \left[\dots \right]. \end{aligned}$$

Nun ist aber

$$\left. \frac{\partial}{\partial \xi_i} \frac{1}{\varrho} \right|_0 = -\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{r}, \quad r = \sqrt{\sum_0^3 i x_i^2},$$

also von den ξ unabhängig. Somit folgt aus (1) mit $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ als den Komponenten des Vektors \mathfrak{M} in Richtung der ξ ($\mathfrak{M}_{\xi_0} = \alpha_0, \mathfrak{M}_{\xi_1} = \alpha_1, \mathfrak{M}_{\xi_2} = \alpha_2$) schließlich:

$$V = - \left. \begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_0} \int \alpha_0 d\tau - \frac{\partial}{\partial x_1} \int \alpha_1 d\tau - \frac{\partial}{\partial x_2} \int \alpha_2 d\tau \\ & + \frac{\partial^2}{\partial x_0^2} \int \xi_0 \alpha_0 d\tau + \frac{\partial^2}{\partial x_0 \partial x_1} \int \xi_1 \alpha_0 d\tau + \frac{\partial^2}{\partial x_0 \partial x_2} \int \xi_2 \alpha_0 d\tau \\ & + \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_0} \int \xi_0 \alpha_1 d\tau + \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \int \xi_1 \alpha_1 d\tau + \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} \int \xi_2 \alpha_1 d\tau \\ & + \frac{\partial^2}{\partial x_2 \partial x_0} \int \xi_0 \alpha_2 d\tau + \frac{\partial^2}{\partial x_2 \partial x_1} \int \xi_1 \alpha_2 d\tau + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \int \xi_2 \alpha_2 d\tau \end{aligned} \right\} \dots \quad (2)$$

Für die $\frac{\partial x^\lambda}{\partial x_0^\mu \partial x_1^\nu \partial x_2^\rho}, \lambda + \mu + \nu = i$, die ja die Grundlage der Sylvesterschen Darstellung der Kugelfunktionen bilden, sollen in leicht verständlicher Weise folgende Symbole eingeführt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_0} \frac{1}{r} &= S_1^0 \frac{1}{r^2}, & \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{1}{r} &= S_1^1 \frac{1}{r^2}, & \frac{\partial}{\partial x_2} \frac{1}{r} &= S_1^2 \frac{1}{r^2}, \\ \frac{\partial^2}{\partial x_0^2} \frac{1}{r} &= S_2^{00} \frac{1}{r^3}, & \frac{\partial^2}{\partial x_0 \partial x_1} \frac{1}{r} &= S_2^{01} \frac{1}{r^3}, & \frac{\partial^2}{\partial x_0 \partial x_2} \frac{1}{r} &= S_2^{02} \frac{1}{r^3}, \\ \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \frac{1}{r} &= S_2^{11} \frac{1}{r^3}, & \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \frac{1}{r} &= S_2^{22} \frac{1}{r^3}, & \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} \frac{1}{r} &= S_2^{12} \frac{1}{r^3}, \\ \frac{\partial^3}{\partial x_0^3} \frac{1}{r} &= S_3^{000} \frac{1}{r^4}, \dots & & & & \end{aligned}$$

Der untere Index ist an sich überflüssig; er dient nur zur Kontrolle, daß im oberen Index keine Zahl vergessen ist. In Kugelkoordinaten ($x_0 = r \cos \vartheta, x_1 = r \sin \vartheta \cos \varphi, x_2 = r \sin \vartheta \sin \varphi$) erhält man für die S folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} S_1^0 &= -\cos \vartheta, & S_1^1 &= -\sin \vartheta \cos \varphi, & S_1^2 &= -\sin \vartheta \sin \varphi, \\ S_2^{00} &= 3 \cos^2 \vartheta - 1, & S_2^{01} &= 3 \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi, \\ S_2^{02} &= 3 \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \varphi, & S_2^{11} &= 3 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi - 1, \\ S_2^{22} &= 3 \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi - 1, & S_2^{12} &= 3 \sin^2 \vartheta \sin \varphi \cos \varphi, \\ S_3^{000} &= -3(5 \cos^3 \vartheta - 3 \cos \vartheta), \dots & & & & \end{aligned}$$

Nach einem bekannten Satz aus der Theorie der Kugelfunktionen läßt sich jede Kugelfunktion mit Hilfe der S darstellen. Durch Vergleich findet man ohne weiteres:

$$\begin{aligned} S_1^0 &= -P^{01}; \quad S_1^1 = -P^{11} \cos \varphi; \quad S_1^2 = -P^{11} \sin \varphi; \\ S_2^{00} &= 3P^{02}; \quad S_2^{01} = 3P^{12} \cos \varphi; \quad S_2^{02} = 3P^{12} \sin \varphi; \\ S_2^{11} - S_2^{22} &= 3P^{22} \cos 2\varphi; \quad S_2^{12} = \frac{3}{2}P^{22} \sin 2\varphi \dots \end{aligned}$$

Führt man die S in die Potentialdarstellung (2) ein, so kommt:

$$V = \left. \begin{aligned} &-\frac{1}{r^2} \left[S_1^0 \int \alpha_0 d\tau + S_1^1 \int \alpha_1 d\tau + S_1^2 \int \alpha_2 d\tau \right] + \frac{1}{r^3} \left[S_2^{00} \int \xi_0 \alpha_0 d\tau \right. \\ &\left. + S_2^{11} \int \xi_1 \alpha_1 d\tau + S_2^{22} \int \xi_2 \alpha_2 d\tau + S_2^{01} \int (\xi_1 \alpha_0 + \xi_0 \alpha_1) d\tau \right. \\ &\left. + S_2^{02} \int (\xi_2 \alpha_0 + \xi_0 \alpha_2) d\tau + S_2^{12} \int (\xi_1 \alpha_2 + \xi_2 \alpha_1) d\tau \right] - \dots \end{aligned} \right\} \dots \quad (3)$$

Andererseits liefert die Darstellung des Potentials mit Hilfe einer Reihe von Kugelfunktionen auf der Einheitskugel den bekannten Ausdruck:

$$V = \sum_n \sum_m (g^{mn} \cos m\varphi + h^{mn} \sin m\varphi) P^{mn} \left(\frac{1}{r} \right)^{n+1}$$

Ersetzt man hierin die P^{mn} durch die S , so erhält man:

$$V = \left. \begin{aligned} &-\frac{1}{r^2} [g^{01} \cdot S_1^0 + g^{11} \cdot S_1^1 + h^{11} \cdot S_1^2] + \frac{1}{r^3} [g^{02} \cdot \frac{1}{3} \cdot S_2^{00} + g^{12} \cdot \frac{1}{3} \cdot S_2^{01}] \\ &+ h^{12} \cdot \frac{1}{3} S_2^{02} + g^{22} \cdot \frac{1}{3} (S_2^{11} - S_2^{22}) + h^{22} \cdot \frac{2}{3} S_2^{12}] - + \dots \end{aligned} \right\} \dots \quad (4)$$

Ein Vergleich von (3) und (4) gibt also die gesuchte Beziehung zwischen den Parametern des Magnets und gewissen durch die Volumenmagnetisierung des Magneten gegebenen Ausdrücken, und zwar findet man:

$$\left. \begin{aligned} \int \alpha_0 d\tau &= g^{01}; \quad \int \alpha_1 d\tau = g^{11}; \quad \int \alpha_2 d\tau = h^{11}; \quad \int \xi_0 \alpha_0 d\tau = \frac{1}{3} g^{02}; \\ \int \xi_1 \alpha_1 d\tau &= \frac{1}{3} g^{22}; \quad \int \xi_2 \alpha_2 d\tau = -\frac{1}{3} g^{22}; \quad \int (\xi_1 \alpha_0 + \xi_0 \alpha_1) d\tau = \frac{1}{3} g^{12}; \\ \int (\xi_2 \alpha_0 + \xi_0 \alpha_2) d\tau &= \frac{1}{3} h^{12}; \quad \int (\xi_1 \alpha_2 + \xi_2 \alpha_1) d\tau = \frac{2}{3} h^{22} \end{aligned} \right\} \dots \quad (5)$$

In den Gleichungen (5) treten aber stets nur die Integrale über den ganzen Magneten auf. Man findet also aus (5) stets nur Mittelwerte der einzelnen Komponenten des Moments für den ganzen Magneten. Um nun nähere Einzelheiten über die Verteilung der Volumenmagnetisierung zu erfahren, geht man am besten so zu Werke, daß man den Magneten in Teile zerlegt und für jeden Teil getrennt den Mittelwert der Komponenten des Moments zu bestimmen sucht. Je feiner diese Teilung ist, desto genauere Ergebnisse über die Verteilung des Magnetismus wird man erhalten. Das Gleichungssystem (5) hat im ganzen drei Unbekannte: $\int \alpha_0 d\tau$, $\int \alpha_1 d\tau$, $\int \alpha_2 d\tau$. Teilt man den Magneten in n Teile, so sind im ganzen $3n$ Unbekannte vorhanden: $\int \alpha_0 d\tau_1$, $\int \alpha_1 d\tau_1$, $\int \alpha_2 d\tau_1$, $\int \alpha_0 d\tau_2 \dots \int \alpha_2 d\tau_n$, d. h. also auch $3n$ Gleichungen zu deren Bestimmung erforderlich. Nun lassen sich aber die

Teilmittelwerte der Komponenten aus (5) nicht ohne weiteres bestimmen, da ja die Unbekannten nicht immer allein im Integranden vorkommen, sondern noch mit einer Koordinatenfunktion multipliziert auftreten:

$$\int K(\xi_0, \xi_1, \xi_2) \alpha \, d\tau. \dots \dots \dots \quad (6)$$

Nun lehrt der erste Mittelwertsatz der Integralrechnung, daß man für (6) auch schreiben kann:

$$\bar{K} \int \alpha \, d\tau,$$

unter \bar{K} einen passenden Mittelwert im betrachteten Integrationsbereich verstanden, unter der Voraussetzung, daß α stets gleiches Vorzeichen im Intervall hat. Man muß also bei der Wahl der Teilung des Magneten auf diesen etwas heiklen Punkt nach Möglichkeit Rücksicht nehmen. Da nun die Funktion α nicht bekannt ist, weiß man auch über den Mittelwert \bar{K} nichts. Man ist hier also gezwungen, irgendeinen beliebigen Mittelwert der Funktion K vor das Integral zu setzen. Die Größe des Fehlers, den man hierdurch begeht, kann durch mehrere verschiedenartige Teilungen desselben Magneten ungefähr beurteilt werden. Je feiner die Teilung, desto kleiner ist natürlich dieser Fehler. Der Grenzfall liefert die exakte Teilung in unendlich viele Volumenelemente $d\tau$. Je nach der Gestalt des zu behandelnden Magneten wird man dabei in (5) entsprechende Koordinaten einführen. Denkt man z. B. an das naheliegendste Beispiel, die Erde, so wird man bei einer Unterteilung hier natürlich der Kugelgestalt der Erde Rechnung tragen und in (5) Kugelkoordinaten einführen:

$$\begin{aligned}\xi_0 &= R \cos \Theta; \quad \xi_1 = R \sin \Theta \cos \Phi; \quad \xi_2 = R \sin \Theta \sin \Phi; \\ \alpha_0 &= \alpha_R \cos \Theta - \alpha_\theta \sin \Theta; \\ \alpha_1 &= \alpha_R \sin \Theta \cos \Phi - \alpha_\phi \sin \Phi + \alpha_\theta \cos \Theta \cos \Phi; \\ \alpha_2 &= \alpha_R \sin \Theta \cos \Phi + \alpha_\phi \cos \Phi + \alpha_\theta \cos \Theta \sin \Phi.\end{aligned}$$

Man erhält dann folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}g^{01} &= \int (\alpha_R \cos \Theta - \alpha_\theta \sin \Theta) \, d\tau; \\ g^{11} &= \int (\alpha_R \sin \Theta \cos \Phi - \alpha_\phi \sin \Phi + \alpha_\theta \cos \Theta \cos \Phi) \, d\tau; \\ h^{11} &= \int (\alpha_R \sin \Theta \cos \Phi + \alpha_\phi \cos \Phi + \alpha_\theta \cos \Theta \sin \Phi) \, d\tau; \\ &\dots \dots \dots\end{aligned}$$

Bei den Teilungen können mitunter Koordinatentransformationen von Nutzen sein. Mit der Durchführung einer solchen Teilung für die Erde bin ich augenblicklich beschäftigt. Ich hoffe, hierüber sowie über einige Folgerungen aus (5) bald berichten zu können.

Potsdam, Magnetisches Observatorium.

Über die Herleitung des Potentials des täglichen erdmagnetischen Variationsfeldes

Von J. Egedal

Die von A. d. Schmidt geforderte Änderung der Herleitung des Potentials des täglichen erdmagnetischen Variationsfeldes wird erörtert; ferner wird in einem Beispiel die Unzulänglichkeit der bisher verwandten Herleitung beleuchtet.

Schon im Jahre 1903 hat Professor A. d. Schmidt¹⁾ darauf hingewiesen, daß die täglichen Variationen des erdmagnetischen Feldes für Stationen von gleicher geographischer Breite nicht identisch sind.

Für die Berechnung des Potentials der täglichen erdmagnetischen Variationen, wo die Variationen für Stationen von gleicher geographischer Breite als identisch betrachtet werden, ist die Schmidtsche Feststellung von besonderem Interesse, was auch A. d. Schmidt²⁾ selbst später hervorgehoben hat. Am angeführten Orte weist A. d. Schmidt darauf hin, daß die Schustersche Theorie der erdmagnetischen Variationen zu einer Annahme führt, nach welcher die Variationen nicht symmetrisch zur Rotationsachse der Erde, sondern angenähert symmetrisch zu einer Achse sind, die zwischen der Rotationsachse und der magnetischen Achse der Erde liegt, d. h. daß bei der Berechnung des Potentials sowohl geographische als geomagnetische Koordinaten zu berücksichtigen sind.

In Verbindung mit diesem Resultat ist es natürlich, die Ergebnisse der Untersuchungen über die elektrische Leitfähigkeit der höchsten Atmosphärenschichten zu erwähnen. P. O. Pedersen³⁾ ist durch seine Untersuchungen zu dem Resultat gekommen, daß die Leitfähigkeit der höchsten Atmosphärenschichten von der Richtung der erdmagnetischen Kraft abhängig ist. Weil es allgemein angenommen wird, daß die Leitfähigkeit der Atmosphäre für die erdmagnetischen Variationen maßgebend ist, stützt P. O. Pedersens Resultat die von A. d. Schmidt aufgestellte Forderung, daß bei der Berechnung des Potentials auch geomagnetische Koordinaten zu berücksichtigen sind.

Um die Berechtigung der Schmidtschen Forderung und die Unzulänglichkeit der alten Berechnungsweise zu beleuchten, ist unten ein Beispiel gegeben, in dem die Variationen der Ostkomponente für zwei Stationen nahe Äquator betrachtet sind. Die gewählten Stationen sind Singapore und Pará. In Tabelle 1 sind ver-

Tabelle 1

	Singapore	Pará
Geographische Breite . . .	$1^{\circ} 17' N$	$1^{\circ} 27' S$
Geomagnetische Breite . . .	-10°	$+9^{\circ}$
Magnetische Deklination . . .	$+1^{\circ}.6$	$-3^{\circ}.2$
Magnetische Inklination . . .	$-12^{\circ}.7$	$+23^{\circ}.7$

schiedene Daten für die zwei Stationen gegeben, nämlich: geographische Breite, geomagnetische Breite und die magnetische Deklination und Inklination (d. h. die Richtung der magnetischen Kraft).

In Tabelle 2 sind die Variationen der Ostkomponente für Juni und Dezember gegeben. Für Singapore sind die Zahlen aus „Archiv des Erdmagnetismus“, Heft 2,

Tabelle 2. Variationen der Ostkomponente

	Juni		Dezember	
	Singapore	Pará	Singapore	Pará
1 ^h	1 γ	— 1 γ	— 2 γ	— 4 γ
2	3	1	— 3	— 6
3	3	2	— 4	— 8
4	4	4	— 5	— 10
5	8	7	— 8	— 10
6	13	15	— 15	— 9
7	13	23	— 20	— 5
8	9	21	— 20	5
9	3	14	— 14	18
10	— 3	9	— 6	22
11	— 6	4	4	22
12	— 7	— 1	13	18
13	— 6	— 7	17	9
14	— 4	— 13	16	1
15	— 2	— 17	15	— 4
16	0	— 22	13	— 6
17	— 1	— 16	8	— 9
18	— 4	— 9	5	— 8
19	— 6	— 7	4	— 5
20	— 6	— 3	2	— 2
21	— 5	— 3	1	— 1
22	— 3	— 2	— 1	— 1
23	— 2	1	— 1	— 2
24	— 1	1	— 1	— 2

genommen; sie geben den „mittleren täglichen Gang“. Aus „Archiv des Erdmagnetismus“, Heft 2, sind auch Werte genommen, die durch Berechnung und Reduktion zu den in Tabelle 2 gegebenen Variationen der Ostkomponente für Pará geführt haben. Die Zahlen geben angenähert den mittleren Gang. Leider ist es nicht möglich gewesen, Variationen der beiden Stationen für dieselben Epochen zu bekommen: die Werte für Singapore stammen von Beobachtungen in den Jahren 1841 bis 1846 und die Werte für Pará von Beobachtungen im Jahre November 1882 bis Oktober 1883. Die magnetische Deklination und Inklinations für Singapore zeigen indessen nur kleine Änderungen von den Jahren 1841 bis 1846 bis zu den Jahren 1882 bis 1883. Die geomagnetischen Breiten, wo die Werte $\varphi_0 = 78^\circ 30'$ und $\lambda_0 = 291^\circ 0' E$ zur Berechnung verwendet sind (vgl. „Archiv des Erdmagnetismus“, Heft 4), müssen aber als ziemlich ungenau betrachtet werden.

Um Lokalzeit zu bekommen, müssen zu der angegebenen Zeit für Singapore 16 Minuten und für Pará 6 Minuten addiert werden. Aus der Tabelle wird folgendes gesehen:

1. Die Variationen der Ostkomponente der zwei Stationen sind für denselben Monat sehr verschieden; Differenzen zwischen den Abweichungen der beiden Stationen für dieselben Stunden nach Ortszeit erreichen sogar mehr als 30γ .

2. Die Schwankung erreicht 45γ . (Die bisher verwandte Potentialentwicklung gibt für Äquator eine verschwindend kleine Schwankung der Ostkomponente.)

3. Die Variationen für Singapore, Dezember, und für Pará, Juni, sind den gewöhnlichen Variationen der Stationen in der entgegengesetzten (geographischen) Hemisphäre ähnlich, was als eine Unregelmäßigkeit betrachtet werden muß; diese Unregelmäßigkeit verschwindet aber, wenn geomagnetische Hemisphären betrachtet werden.

Vom physikalischen und mathematischen Standpunkt aus ist es deshalb nicht richtig, die Variationen für Stationen von ungefähr gleicher geographischer Breite als annäherungsweise identisch zu betrachten.

Die Bedeutung der von A. d. Schmidt geforderten Änderung der Herleitung des Potentials des täglichen erdmagnetischen Variationsfeldes ist offenbar, und es ist zu hoffen, daß die Forscher den angegebenen Weg einschlagen werden.

Literatur

1) Ad. Schmidt: Archiv des Erdmagnetismus, Heft 1, S. 9. Potsdam 1903.

2) Ad. Schmidt: Besitzt die tägliche erdmagnetische Schwankung in der Erdoberfläche ein Potential? Phys. Zeitschr. 19, 349—355 (1918).

3) P. O. Pedersen: The Propagation of Radio Waves, Danmarks Naturvidenskabelige Samfund, A. Nr. 15a. Copenhagen 1927.

København, Geofysisk Afdeling, Meteorologisk Institut.

Über den Vektor der magnetischen Störungen im aperiodischen Verlauf

Von J. Keränen, Helsinki

Auf Grund der Aufzeichnungen der aperiodischen Schwankung wird gezeigt, daß die magnetischen Störungen nahezu in gleicher Weise wie der Brounsche Vektor in der von der magnetischen Achse der Erde und dem Ort bestimmten Richtung vor sich gehen.

Es ist bekannt, daß der von den periodischen Schwankungen befreite Verlauf der erdmagnetischen Kraft einen Charakter besitzt, der durch das Phänomen der

Nachstörung beherrscht ist*). Dieser Verlauf wird in den Ergebnissen einiger Observatorien aus den Tagesmitteln an verschiedenen Stunden gebildet. Wir nennen diesen Vorgang nach A. d. Schmidt aperiodische Schwankung. Der Vektor der Schwankung hat durchschnittlich in jedem Orte eine bestimmte Richtung, die nahezu in der Ebene durch die Achsen der homogenen Magnetisierung der Erde und des Ortes liegt. Der Vektor wird nach dessen Erfinder als Brounscher Vektor benannt und seine Eigenschaften sind später von van Bemmelen, Chree und insbesondere von A. d. Schmidt untersucht worden.

Nahezu vor zehn Jahren bekam ich von A. d. Schmidt eine Anregung zu einer Untersuchung des Brounschen Vektors. Ich führte sogar in den folgenden Jahren einige diesbezügliche Studien aus. Durch andere dringende Aufgaben wurde ich aber an der Fortsetzung dieser interessanten Arbeit verhindert.

Bei der Untersuchung der Kurven der aperiodischen Schwankung an der Polarstation Sodankylä ($\varphi = 67^\circ 22'$, $\lambda = 26^\circ 39'$ E. von Greenwich) fielen mir die großen Ausbiegungen während der Störungen auf. Die größten Störungen in den Jahren 1914 und 1915 wurden dann nicht nur in Sodankylä, sondern auch in Potsdam ($\varphi = 52.4^\circ$, $\lambda = 13.1^\circ$) und Batavia ($\varphi = -6.2^\circ$, $\lambda = 106.6^\circ$) untersucht. Es wurden also solche Störungen ausgewählt, die an allen diesen Observatorien merkliche Beträge haben. Von jeder Störung wurden die Größe und die Richtung der wichtigsten Phasen bestimmt, wie sie auf die allgemeine aperiodische Schwankung aufsetzen. Als solche Phasen gelten erstens Anfangsausbruch, der zwar nur in gewissen Fällen in den aperiodischen Kurven zu finden ist, weiter Zunahme und Abnahme der horizontalen und vertikalen Kraftkomponenten. In der Weise hoffte ich die wichtigsten Eigenschaften des aperiodischen Störungsvektors zeigen zu können. Als Ausgangswerte, von denen die Beträge der Störungen berechnet wurden, dienten bei jeder einzelnen Störung die mittleren Werte der Komponenten vor der Störung. Da diese Werte auch schon zufällige Einflüsse haben können, so werden die ausgewerteten Störungsbeträge nicht immer einwandfrei sein. Um mich von diesem Nachteil frei zu machen, habe ich auch die Größe und Richtung der Amplitude jeder Störung gebildet. In einigen Fällen besitzt sogar der aperiodische Teil einer Störung so manche verschiedenen Phasen, die in verschiedenen Richtungen verlaufen können, daß es nicht leicht war, die wichtigsten Eigenschaften abzutrennen. In solchen verwickelten Fällen habe ich immer versucht, solche Phasen zu nehmen, die gleichzeitig an allen drei Observatorien möglichst stark erscheinen. Dieses Verfahren bringt natürlich bisweilen persönliche Auffassungsfehler zu den Resultaten mit sich.

Da die durchgeführten Auswertungen nach meiner Ansicht gewisse Züge der Störungen hervorbringen, sehe ich mich veranlaßt, die wichtigsten Resultate zu veröffentlichen. Diese Mitteilung gilt jedenfalls als eine vorläufige, wozu später eine auf einer breiteren Basis ausgeführte Fortsetzung ausgearbeitet werden soll.

*) A. d. Schmidt: Ergebnisse der Magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin in den Jahren 1900 bis 1910. Berlin 1916.

Die Formen der Störungen. Am Anfangsstadium der Untersuchung erwies es sich als notwendig, die Störungen in irgendeiner Weise zu gruppieren, da sie nicht durch gleichartige Ausbuchtungen in den aperiodischen Kurven erschienen. Die Klassifizierung der Störungen wurde nach der Art der Störungskurven von Nord- und Ostkomponente X, Y gemacht. Die vertikale Komponente konnte nicht als entscheidender Faktor mitgenommen werden, da sie in ungleicher Weise, wie wir später sehen werden, in verschiedenen Observatorien gestört ist.

Die Zunahme der Komponente wurde mit + und die Abnahme mit — bezeichnet. Wenn eine Komponente schwach oder gar nicht gestört ist, wurde das Wort unbedeutend oder 0 angewandt. Nach einer mehrmaligen Prüfung der verschiedenen Störungen wurden folgende Kennzeichen angenommen:

Die Störungsformen in der horizontalen Ebene

Kenn- zeichen	Art der Ausbiegungen		Kenn- zeichen	Art der Ausbiegungen	
	Nord- komponente	Ost- komponente		Nord- komponente	Ost- komponente
I	—	+	IX	— +	unbedeutend
II	+ —	— +	X	unbedeutend	—
III	—	unbedeutend	XI	+	+ *)
IV	+ —	unbedeutend	XII	+ —	+ —
V	+ —	— 0	XIII	—	—
VI	+	—	XIV	— + —	+ — + **)
VII	— +	+ —	XV	+ — +	— +
VIII	+	unbedeutend	XVI	—	— +

Die meisten magnetischen Störungen gehören zu den vier ersten Formen, I bis IV. Die zwei ersten (I und II), in denen beide Komponenten gestört sind, treten in Sodankylä und Potsdam ein; die zwei anderen (III und IV), in denen nur die Nordkomponente in gleicher Weise wie in den ersten Formen gestört erscheint, in der äquatorialen Gegend, in Batavia. Wie wir später sehen werden, ist diese geographische Verteilung der verschiedenen Störungen gar nicht scharf, denn die häufigsten Störungen einer Gegend kommen auch anderswo, obgleich spärlich, vor.

Die allgemeinen Eigenschaften des Störungsvektors werden nun näher besprochen.

Die Anfangsphase. Wir wissen, daß der Vektor des ersten Störungsausbruches in solchen Fällen, wo er deutlich hervortritt, überall die allgemeine Richtung des Brounschen Vektors hat. Ich versuchte auch diese Phase in der aperiodischen Störungerscheinung auseinanderzusetzen. Bei einigen Störungen ist der Anfangsausbruch auch hier zu finden. Er ist doch verhältnismäßig klein, und deshalb wird die Bestimmung der zugehörigen Vektorrichtung weniger genau. Einiges will ich doch von dieser Frage hervorheben.

*) Die Phasen der Komponenten gegeneinander verschoben.

**) Die mittleren Phasen klein.

Sodankylä. Die Hälfte aller untersuchten Störungen erwiesen eine mehr oder weniger scharfe Anfangsphase. Aus den allgemeinsten Formen konnte ich sogar eine Übersicht ableiten:

Störungsform	Fälle	Störungsektor	
		Größe	Richtung
I	15	11γ	— 33.2°
II	8	19	— 39.4°

In Sodankylä ist das Azimut des magnetischen Achsenendes — 26.7°. Der Vektor der aperiodischen Störung weicht somit am Anfang etwa 10° nach Westen von dieser regelmäßigen Richtung ab. In der Vertikalebene bildet die Vektorresultante in den meisten Fällen einen Winkel kleiner als 90° mit der Vertikalintensität.

Potsdam. Der Vektor der Anfangsphase ist viel kleiner als in Sodankylä, gewöhnlich zwischen 4 bis 7 γ, und dessen Richtung ist nicht so überwiegend nach dem magnetischen Achsenende mit dem Azimut — 18.7° gerichtet wie in Sodankylä. Aus der Störungsform II leitete ich die durchschnittliche Vektorrichtung — 29.7° ab, die eine nahezu gleiche Abweichung nach Westen von der regelmäßigen Richtung aufweist wie in Sodankylä. Die Richtung des Vektors war in 28 von im ganzen 45 Fällen zwischen 0 und — 45°. Die Resultante in der vertikalen Ebene bildet mit der Vertikalintensität gewöhnlich einen größeren Winkel als 90°.

Batavia. Der Anfangsausbruch wurde aus 31 Störungen ermittelt, von denen 8 von der Form III und 18 von der Form IV waren. Die mittlere Größe des Vektors betrug etwa 5 γ, dessen Richtung war in 12 Fällen ungefähr die gegen den magnetischen Achsenpol, der das Azimut — 0.9° hat, und in zehn Fällen zwischen 0 und + 45°. Die Schiefe der Resultante in der vertikalen Ebene geht beinahe in gleicher Weise wie in Potsdam ein bißchen über die horizontale Richtung gegen den Himmel.

Die Hauptphasen der Störungen. Es erwies sich zweckmäßig, Mittelwerte aus den Phasen der verschiedenen Störungsformen zu bilden, obgleich die einzelnen Störungen auch in derselben Klasse nicht alle in gleicher Weise vor sich gehen. In dieser Weise bekommen wir leicht ein anschauliches Bild über die durchschnittlichen Eigenschaften der Störungsformen. Die folgende Zusammenstellung gibt die Resultate an den drei Observatorien. Auf Grund derselben will ich einiges hervorheben.

Sodankylä. Die mittlere Richtung des horizontalen Vektors bei den häufigsten Störungsformen des Ortes, I, II, VI und XIV, ist nahezu gleich wie beim Brounschen Vektor. Die mittlere Richtung der Störungsamplitude wird nämlich 153.5° E. In der ersten Zeit der Störung, wenn die Nordkomponente wächst, ist der Vektor gegen den Nordlichtpol gerichtet, in der zweiten dagegen bei abnehmender Nordkomponente in entgegengesetzter Richtung abwärts vom Pol durch den Ort.

In der vertikalen Ebene bildet die Resultante mit der Vertikalintensität einen mittleren Winkel von 122.5° und ist also schief nach oben nach Südsüdosten

gerichtet. Am Anfang der Störung, wobei die Vertikalintensität wächst, weist der Störungsvektor schief in die Erde und bildet einen durchschnittlichen Winkel von 52° mit der Vertikalintensität.

Haupteigenschaften des aperiodischen Störungsvektors

Stö- rungs- form	Horizontale Ebene										Vertikale Ebene										
	An- zahl der Fälle	Zunahme			Abnahme			Amplitude			Größe γ	Zunahme			Abnahme			Amplitude			
		Größe	Rich- tung	Grad	Größe	Rich- tung	Grad	Größe	Rich- tung	Grad		Größe	Rich- tung	Grad	Größe	Rich- tung	Grad	Größe	Rich- tung	Grad	
Sodankylä																					
I	30	6	—	30.0	51	156.0	58	151.5	16	42.8	64	128.7	70	127.3							
II	14	26	—	33.6	38	159.7	62	156.2	29	63.5	44	119.6	70	108.2							
III	4	4	0.0	24	24	173.4	26	181.1	5	35.8	36	140.4	40	144.2							
IV	1	21	—	5.4	5	191.3	26	177.8	22	69.1	—	—	26	85.6							
V	2	70	—	10.6	66	174.3	136	171.8	—	—	78	102.4	138	81.9							
VI	5	24	—	27.8	—	—	29	157.1	29	56.5	13	110.4	36	123.8							
VII	1	9	—	26.6	47	161.2	55	—20.1	15	36.9	63	131.8	77	45.5							
IX	2	—	—	—	31	175.1	48	5.4	—	—	51	142.7	58	137.8							
X	1	2	90.0	9	90.0	9	—90.0	35	14.8	—	—	35	14.8	14.8							
XI	1	7	33.7	11	142.1	15	168.7	13	32.5	16	137.5	27	146.9								
XII	1	77	44.5	112	164.5	192	177.3	77	88.5	99	118.9	197	76.8								
XIV	3	12	—	22.7	55	156.1	51	155.1	4	90.0	67	134.4	64	139.5							
Potsdam																					
I	22	4	3.6	22	156.7	25	155.0	25	13.8	8	111.2	26	76.3								
II	15	7	—27.2	15	144.3	22	150.0	19	74.8	8	113.5	23	78.7								
III	6	4	61.2	24	175.6	25	177.2	34	53.2	5	122.0	30	53.4								
IV	7	5	7.4	10	117.5	13	175.5	12	59.4	6	115.4	15	74.3								
VI	3	13	—26.9	3	51.3	14	35.8	4	76.0	14	116.7	15	93.5								
XI	1	6	—9.5	—	—	14	167.9	—	—	7	116.6	16	63.4								
XII	3	8	59.0	7	162.1	13	223.8	—	—	9	111.6	15	73.3								
XIII	2	—	—	9	225.0	10	232.5	10	68.4	—	—	11	91.1								
XIV	1	3	0.0	12	148.0	16	140.2	14	77.0	3	108.4	16	76.0								
XV	1	4	—14.0	15	238.4	18	63.4	15	28.3	13	103.0	24	131.6								
Batavia																					
I	6	—	—	22	167.5	22	168.9	26	73.1	—	—	24	74.8								
II	4	6	—30.6	19	171.1	25	164.1	20	71.7	—	—	26	85.0								
III	19	—	—	35	179.9	35.5	180.7	36	73.1	—	—	37	75.7								
IV	19	8	21.3	19	180.2	26	180.1	21	69.6	8	94.7	27	80.6								
V	2	4	—19.3	44	189.7	48	179.8	—	—	—	—	50	80.2								
VIII	1	6	18.4	1	180.0	6	18.4	—	—	6	108.5	7	123.7								
XII	3	9	0.0	21	195.7	30	180.6	22	71.3	9	101.4	32	71.9								
XIII	4	—	—	41	190.6	42	185.2	41	83.1	—	—	42	83.3								
XVI	3	4	—65.8	30	189.3	31	176.4	30	68.3	—	—	32	77.4								

Die Störungen der Äquatorgegend haben auch hier nahezu die Richtung des geographischen Meridians, die Neigung geht hier in Übereinstimmung mit dem obigen Resultat am meisten schief nach oben.

Potsdam. Wie schon oben erwähnt, gehören hier die meisten Störungen den gleichen Klassen, I und II, wie in Sodankylä an. Die mittlere horizontale Richtung der Störungsamplitude weicht doch etwas, durchschnittlich 8° , nach Osten vom Azimut des regelmäßigen Brounschen Vektors ab und bildet somit einen nahezu gleichen Winkel mit dem geographischen Meridian wie bei gleichartigen Störungen in Sodankylä. Bei den Störungen der Äquatorgegend, III und IV, die hier häufiger als in Sodankylä vorkommen, merkt man auch eine kleine Abweichung nach Osten von der mittleren Wirkungsrichtung dieser Störungen.

Da die Vertikalintensität in Potsdam am meisten bei Störungen wächst, weist die Resultante schief in die Erde und bildet mit der Vertikalintensität einen Winkel von etwa 80° .

Batavia. Hier fällt die Richtung nach der magnetischen Achse nahezu mit dem geographischen Meridian zusammen, und der Störungsvektor bekommt somit am meisten dieselbe Richtung, insbesondere bei den gewöhnlichen Störungen, III und IV, des Ortes.

Die Schiefe des Störungsvektors ist ungefähr gleich wie in Potsdam und beträgt etwa 75 bis 85° mit der Vertikalintensität.

Die bisweilen vorkommenden Störungen der höheren Breiten, I und II, bilden eine Ausnahme von der allgemeinen Regel, weil sie auch hier nach Osten etwa 10 bis 15° von der regelmäßigen Richtung abweichen.

Die Größen des aperiodischen Störungsvektors sind selbstverständlich am größten in der stark gestörten Polargegend, durchschnittlich etwa 60 bis 70γ . In Potsdam beträgt die mittlere Länge etwa 20 bis 25γ und in Batavia wieder etwas mehr, 25 bis 30γ . Diese merkwürdige Eigenschaft der Vektorbeträge zwischen Potsdam und Batavia kann wohl auf einer örtlichen Eigentümlichkeit beruhen und erst durch weitergehende Untersuchungen entschieden werden.

Als das wichtigste Ergebnis obiger Untersuchungen können wir konstatieren, daß der Vektor der Störungen im aperiodischen Verlauf durchschnittlich eine gleiche horizontale Richtung bekommt wie der allgemeine Brounsche Vektor. Am deutlichsten tritt diese Eigenschaft in Sodankylä und Batavia, also sowohl in der Polargegend als auch in der Äquatorgegend, ein. Dieses Resultat ist in Übereinstimmung mit der physikalischen Theorie über das Entstehen der Störungen durch die Elektronenstrahlung der Sonne. Die Schiefe des Vektors in der Vertikalebene verläuft in der Polargegend anders wie in mittleren und niederen Breiten.

Es muß doch ausdrücklich hervorgehoben werden, daß ein gewisser Teil der Störungen nicht nach dieser allgemeinen Regel vor sich geht.

Helsinki, Meteorologinen Kaskuslaitos, im Juni 1980.

Forschungsmethoden über den Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckentätigkeit und den erdmagnetischen Störungen

Von E. Gehlinsch

Dieser Artikel enthält einen Überblick über die wichtigsten Untersuchungsmethoden der Sonnenfleckentätigkeit und der Variationen des erdmagnetischen Feldes. Eine Bewertung der Forschungsmethoden führt zum Schluß, daß die statistischen Forschungen als abgeschlossen angesehen werden müssen, die nichts mehr Neues liefern können. Weitere Forschungen müssen sich auf andere Methoden stützen, welche in das Wesen beider Erscheinungen tiefer einzudringen gestatten.

Einleitung. Nachdem im 17. Jahrhundert Galileo Galilei, mit Hilfe des von ihm erfundenen Fernrohres, auf der Sonne Flecke entdeckte, erwachte in den Forschern das Interesse für die Oberfläche der Sonne. Die Sonne, der Zentralkörper unseres Systems, wurde für das ganze irdische Geschehen verantwortlich gemacht und die verschiedensten Erscheinungen auf unserer Erde wurden mit den Veränderungen auf der Sonnenoberfläche im Zusammenhang gebracht.

Hier sind zwei Gruppen von Forschungen zu unterscheiden: erstens solche, die a priori die Erklärung der Erscheinungen in der Sonnenaktivität suchten, und zweitens solche, die die Erklärung in der Sonneneinwirkung erst nach einer Analyse der Beobachtungen und Erforschung der Gesetzmäßigkeiten fanden. Zur ersten Art gehören z. B. Herschels Schriften über den Einfluß der Sonnenaktivität auf die Londoner Getreidebörsen, auf die Perioden der indischen Hungersnöte, auf Regen-, Frost- und Hitzeperioden. Solche Erscheinungen, deren Wiederkehr oft durch ganz andere, von der Sonnenaktivität unabhängige Ursachen hervorgerufen wurden, folgen nicht den Perioden der Sonnenaktivität und bereiten den Forschern dadurch Enttäuschungen.

In den Forschungen der zweiten Art stellt sich die Abhängigkeit von den Perioden der Sonne nach der Auswertung des gesammelten Beobachtungsmaterials nach den Gesetzen der Statistik. Hierher gehören die Untersuchungen über die Schwankungen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes und über die Anzahl der Nordlichter.

Das Interesse für die Sonnenaktivität und einige geophysikalische Erscheinungen regte die Forscher zur Untersuchung von neuen noch unberührten Fragen an. Der Erfolg blieb nicht aus — viele früher unverständliche Erscheinungen sind jetzt in allen Einzelheiten untersucht.

I. Die Methoden zur Erforschung der Sonnenflecke

Schon am Ende des 18. Jahrhunderts beobachtete man, daß die Anzahl der Flecke nicht konstant ist. Der dänische Astronom Horrobow sprach die Vermutung aus, daß die beobachteten Schwankungen periodischer Art seien, trotzdem damals noch keine genügende Beweise dafür vorhanden waren. Der Liebhaber-

astronom Schwabe*) stellte systematische Beobachtungen der Sonnenflecken an und kam nach vielen Jahren zu dem Schluß, daß dem Erscheinen der Flecke eine Periode von ungefähr zehn Jahren zukommt. Schwabes Entdeckung regte die Fachastronomen zu neuen Untersuchungen an. R. Wolf**) in Zürich sammelte die Beobachtungen aus früheren Jahren und ging bis zu Aufzeichnungen aus dem Jahre 1615 zurück. Aus allen Beobachtungen, die unsystematisch mit verschiedenen Instrumenten an verschiedenen Orten ausgeführt waren, fand Wolf die Periode der Fleckentätigkeit gleich 11.11 Jahren. Um einigermaßen sichere Resultate zu erhalten, führte Wolf eine willkürlich angenommene Formel der sogenannten Relativzahlen ein. Die Formel lautet

$$r = k(10g + f),$$

wo k eine das Beobachtungsinstrument charakterisierende Konstante ist, um die Verschiedenheit der Instrumente zu eliminieren; g die Anzahl der sichtbaren Fleckengruppen und f die Gesamtzahl der Einzelflecke ist. Die von Wolf eingeführte Relativzahl spielt noch heute eine große Rolle in der Fleckenstatistik.

Heutzutage basiert die Fleckenregistration auf drei Prinzipien: 1. Die Wolfsche Fleckenstatistik mit Hilfe der Relativzahl, die vom Zürcher Observatorium angewandt wird. Die nach der Wolfschen Methode bearbeiteten Beobachtungen in verschiedenen europäischen Staaten werden in den „Astronomischen Mitteilungen der eidgenössischen Sternwarte zu Zürich“ publiziert. 2. Das systematische tägliche Photographieren der Sonne. Diese Aufnahmen werden in den Observatorien: Greenwich, Kodaikanal, Dehra Dûn und Cape of Good Hope ausgeführt. Die vermessenen und bearbeiteten Resultate publiziert das Greenwich Observatory als „Photo-Heliographic Results taken at Greenwich, Cape and India“. In diesen Publikationen sind die Koordinaten des Fleckes oder der Fleckengruppe in bezug auf den Sonnenäquator und Zentralmeridian, der Flächeninhalt des Kernschattens, Halbschattens und Fackeln von Tag zu Tag für die ganze Beobachtungszeit gegeben. 3. Die spektrographische Untersuchung der Sonnenoberfläche, besonders in der Umgebung der Flecke, wird regelmäßig vom Mount-Wilson observatory ausgeführt. Aus dem in den Spektrallinien gemessenen Zeeman-Effekt bestimmt Hale mit seinen Mitarbeitern die magnetische Polarität der Flecke und teilt sie dann in Klassen auf, wie: unipolare, bipolare und multipolare oder komplexe. Auf Grund der magnetischen Eigenschaften muß man zu den Flecken auch solche helle Stellen der Sonnenoberfläche zählen, die die übrigen Eigenschaften der Flecke aufweisen; das sind die sogenannten „hellen Flecke“, die mit in ihrer Nähe befindlichen dunklen Flecken eine bipolare Gruppe bilden. Die Untersuchungen des Mount-Wilson observatory erscheinen einzeln in den „Mount-Wilson Contributions“ oder in anderen astrophysikalischen Zeitschriften, nicht aber in Form einer

*) Pringsheim: Vorlesungen über Physik der Sonne, S. 63. Leipzig 1910.

**) Wolf, R.: Handbuch der Astronomie, 4. Halbband, S. 408ff.

periodischen Publikation. Außer den Genannten existieren noch Beobachtungen einzelner Observatorien, die dem einen oder anderen Typus zuzuzählen sein werden.

Die mannigfaltige Registrierung der Flecke gibt die Möglichkeit, mit Hilfe der mathematischen Statistik und der harmonischen Analyse die Periodizität der Fleckentätigkeit zu bestimmen. Mit Hilfe der harmonischen Analyse versuchte A. Schuster*) schon im Jahre 1905 die Periode zu bestimmen. Die Aktivität der Flecke stellte er graphisch dar und teilte die erhaltene Kurve mit Hilfe der Fourierreihe in Sinusoiden auf. Für seine Untersuchungen benutzte Schuster**) die Resultate der Wolfschen Statistik für ungefähr 70 Jahre. Die Schusterschen Perioden sind 11.125, 8.344 und 4.768 Jahre; diese drei Perioden sind in der resultierenden Periode 33.375 Jahre enthalten.

O. Meißner***) benutzte auch die Resultate der Wolfschen Statistik für ungefähr 170 Jahre. Indem er die Methode der großen Zahlen anwandte und zuerst die Periode von 11.2 Jahren ausschloß, konnte er in den übriggebliebenen Schwankungen noch die Perioden von 9.9, 11.9 und 14.5 Jahre feststellen.

In allen Untersuchungen zeigt sich deutlich die elfjährige Periode; die anderen sind weniger bestimmt.

II. Das erdmagnetische Feld und die Erforschungsmethoden seiner Störungen

Die magnetische Kraft der Erde ist ein Vektor, der beständig seine Richtung und Größe ändert. Um eine bestimmte Vorstellung vom permanenten magnetischen Felde der Erde zu bekommen, muß man das Mittel dieses veränderlichen Vektors im gewählten Zeitintervall nehmen. Dieses Mittel bildet die Feldstärke für eine bestimmte Epoche. Wollen wir sie mit F bezeichnen. Die Feldstärke wird entweder in Orthogonalkomponenten: X (positiv nach Norden), Y (positiv nach Osten) und Z (positiv nach unten) dargestellt, oder man benutzt zur Darstellung die volle Intensität und zwei Winkel: die Deklination D — die Abweichung des magnetischen Meridians vom geographischen vom N-Punkt gezählt (positiv in der Richtung nach Westen, negativ nach Osten) und die Inklination J — der Winkel zwischen dem Kraftvektor und der Horizontalebene. Die Pollinie des magnetischen Gesamtfeldes der Erde bildet mit der Rotationsachse der Erde einen kleinen Winkel und verschiebt sich allmählich.

Man muß zugestehen, daß das Wesen des erdmagnetischen Feldes bis jetzt noch nicht vollständig geklärt ist. Die größte Wahrscheinlichkeit kommt einer Theorie von A. Schmidt†) und L. Bauer ††) über das innere und äußere Feld zu. A. Schmidt teilt das erdmagnetische Feld in drei Teile: der erste Teil ist der größte; seine Ursachen liegen im Erdinneren. Dieser Teil besitzt ein Potential.

*) A. Schuster: Proc. Roy. Soc. **77**, 1905.

) Derselbe: Phil. Trans. A. **206, 1906.

***) O. Meißner: Astr. Nachr. B 211, S. 261.

†) A. Schmidt, Abh. d. II. Kl. der königl. Bayer. Akad. d. Wiss. B. XIX, Abt. I.

††) L. Bauer: Terr. Magn. and Atm. El., Vol. XXIII, 1918.

Der zweite Teil ist kleiner, ungefähr $1/40$ der ganzen Feldstärke, seine Ursachen liegen außerhalb der Erdrinde; auch er besitzt ein Potential. Der dritte Teil ist etwas größer als der zweite; wird durch vertikale Strömungen in der Erdatmosphäre hervorgerufen; er besitzt kein Potential. Nach A. Schmidt wird das Feld folglich in ein Potentialfeld und ein potentialloses Feld eingeteilt.

Ähnlich wie A. Schmidt teilt L. Bauer das erdmagnetische Feld in ein inneres und ein äußeres Feld. Das innre Feld betrachtet er als ein gleichförmiges (uniformal) Feld, das sich nur verändern kann, wenn sich die Achsenrichtung oder das magnetische Moment ändert. Das permanente Feld charakterisiert Bauer durch eine Funktion G , die, für die Gesamterde Unveränderlichkeit der magnetischen Achse und des magnetischen Moments vorausgesetzt, eine konstante Größe ist. Der Ausdruck für G ist:

$$G = \sqrt{H^2 + \frac{1}{4}Z^2} = \sqrt{X^2 + Y^2 + \frac{1}{4}Z^2}$$

Indem man annimmt, daß die Ursachen des inneren Feldes in den unterirdischen magnetisierten Massen zu suchen sind, hat man mit der Tiefe der magnetischen Schicht zu rechnen. Wenn wir die schnell anwachsende Temperatur zum Innern der Erde beachten, ergibt sich, daß alle magnetischen Stoffe schon in geringer Tiefe den Curie-Punkt erreichen, und weiter kein magnetisches Feld mehr vorhanden ist. Nach der Ansicht A. Nippoldts erstreckt sich daher das magnetische Feld bis zu einer Tiefe von 20 bis 100 km in der Erdkruste.

Die registrierenden Apparate (Biffilare, die Lloidsche Waage und die frei suspendierte Magnete) messen die Horizontalkomponente H , die Vertikalkomponente Z und die Deklination. Die Magnetogramme dieser Apparate liefern den Stand des magnetischen Feldes in jedem Augenblick und ermöglichen seine Forschung in Abhängigkeit von der Zeit. Die Magnetogramme zeigen, daß das magnetische Feld der Erde nicht konstant ist, und daß es verschiedener Art Schwankungen unterworfen ist. Hierzu sind zu nennen die säkulären Variationen, die periodischen Variationen und die Stürme. Die säkulare Variation steht im Zusammenhang mit der allmählichen Änderung des Kraftvektors. Wenn wir die Bauersche G -Funktion als reelle Größe annehmen, dann können wir die säkulare Variation folgendermaßen darstellen:

$$dG = \frac{H}{G} \cdot dH + \frac{1}{4} \frac{Z}{G} \cdot dZ = \frac{X}{G} \cdot dX + \frac{Y}{G} \cdot dY + \frac{1}{4} \frac{Z}{G} \cdot dZ$$

Da G für ein gleichförmiges Feld eine konstante Größe ist, können die Variationen nur von der Verschiebung der magnetischen Achse und der Veränderungen des magnetischen Moments der Erde herrühren, also von inneren Ursachen.

Die kurz- und langperiodischen Störungen, von welchen später die Rede sein wird, hängen nur von äußeren Ursachen ab. Es ist folgende Periode zu nennen: 1 Tag, 26 bis 30 Tage, 1 Jahr und 11 Jahre.

Die magnetischen Stürme, ebenso wie die periodischen Störungen, werden von äußeren Faktoren beeinflußt. Die Stürme unterscheiden von den periodischen

Störungen sich nur dadurch, daß sie zu jeder beliebigen Zeit entstehen, wie auch kürzere oder längere Zeit fort dauern können.

Über das Wesen der Stürme und ihren Verlauf sind viele Forschungen publiziert worden, zwischen welchen die erschöpfendste die Arbeiten von K. Birkeland*) und G. Angenheister**) sind. Birkeland benutzte zu seinen Forschungen über die magnetischen Stürme die Magnetogramme vieler Observatoryen; dabei stützte er sich auf die theoretischen Untersuchungen von Størmer, wonach die Ursache der Stürme in den von der Sonne kommenden Korpuskularströme zu suchen ist. Størmer untersuchte theoretisch die Bahnen elektrisch geladener Teilchen, die, von der Sonne kommend, in die Nähe des erdmagnetischen Feldes gelangen. Die Resultate dieser Untersuchungen stellte er graphisch dar und sie zeigen, daß die Korpuskeln, in Abhängigkeit von der Entfernung und Geschwindigkeit, sich entweder in Kreisen um den magnetischen Äquator bewegen oder in die magnetischen Pole streben. Birkeland prüfte die Størmersche Theorie im Laboratorium, indem er eine magnetisierte Kugel in einen Kathodenstrahlbüschel stellte.

Die Kugel sollte die Erde darstellen. Dann sah man helle Ringe um den magnetischen Äquator der Kugel und das Einströmen der Elektronen in die Pole. Fernerhin untersuchte Birkeland mit Hilfe von Magnetogrammen die magnetischen Stürme und teilte sie in mehrere Klassen ein. Nach seiner Einteilung gibt es folgende Arten: die äquatorialen positiven, die äquatorialen negativen und die polaren Stürme. Die positiven und negativen äquatorialen Stürme beginnen und enden auf der ganzen Erde gleichzeitig; sie unterscheiden sich in der Richtung des störenden Kraftvektors. Die polaren Stürme sind anders geartet, sie sind von ausgeprägt örtlichem Charakter und auf die Nordlichterzone lokalisiert; je weiter von dieser Zone, desto schwächer ist ihre Intensität. Die Störung dauert nur einige Stunden und ihr Beginn und Ende ist an jedem Orte verschieden.

Angenheister sucht die Ursachen der Stürme im äußeren Felde, das sich in ungefähr 50 bis 100 km Höhe über dem Erdboden befindet. Die Ursache der Störungen ist wahrscheinlich in den elektrischen Strömen in den oberen Atmosphärenschichten zu suchen. Der Einfluß der Korpuskularströme ist nach Angenheister zu gering, um diese großen Störungen hervorzurufen, die wir als magnetische Stürme kennen. Angenheister teilt die Stürme nach Intensität und Dauer in: 1. große Stürme, die auf der ganzen Erde zu beobachten sind und deren Dauer mehrere Tage umfaßt; 2. lokal begrenzte Störungen, die in den Magnetogrammen als starke Büchte auftreten und deswegen Baistörungen genannt sind. Sie sind besonders stark in hohen Breiten und an der Nachtseite der Erde; sie dauern eine Stunde oder etwas mehr an; 3. Pulsationen, die aus

*) K. Birkeland: The Norwegian Aurora Polaris exped. 1902—1903, Vol. I.

**) Wien-Harms: Handbuch d. experim. Phys., Bd. XXV, Geophys. Teil I, S. 665ff.

sinusoidenähnlichen kurzperiodischen Schwingungen von schwacher Intensität bestehen. Sie umfassen gleichzeitig die ganze Erde.

Die Stürme beginnen mit einem plötzlichen Einsatz, welchen Angenheister als Impetus bezeichnet. Der Beginn des Sturmes wird vom Moment des Impetus an gezählt. Die größte Aktivität dauert 6 bis 12 Stunden und stellt die Hauptschwingung dar. Nachdem folgt der unruhige Zustand des Feldes, welcher als Nachstörung bezeichnet wird.

III. Zusammenhang zwischen der Fleckentätigkeit und den Störungen des erdmagnetischen Feldes

Schon 1851 wies J. Lamont darauf hin, daß zur Zeit der größten Anzahl der Sonnenflecke auch die Zahl der magnetischen Stürme anwächst und umgekehrt bei der kleinsten Anzahl der Flecke sich auch die Zahl der magnetischen Stürme verringert. Späterhin konstatierten Sabine, Gautier und Wolf eine elfjährige Periode in den Störungen des erdmagnetischen Feldes*). Erschöpfende Forschungen über den Zusammenhang zwischen den erdmagnetischen Störungen und den Sonnenflecken vollführte L. Bauer**), welcher die Beobachtungen vieler Observatorien genau bearbeitete. Die Forschungen über den Zusammenhang muß man ihrem Wesen nach in direkte und indirekte einteilen. Zu den direkten Forschungen muß man die Untersuchungen über den Einfluß aller auf der Sonne sichtbaren Flecke und die Untersuchungen über die Einwirkung einzelner, mit besonderen Bedingungen ausgewählter Flecke auf das erdmagnetische Feld zählen. Die Zahl der Arten der indirekten Forschungen wächst beständig. Aus ihnen sind folgende zu erwähnen: die Untersuchungen 1. über Nordlichter, 2. über elektrische Ströme in der Erdkruste, 3. über Schwankungen der Solarkonstante, 4. über die Lage des Mondes in seiner Bahn, 5. über die Rundfunkstörungen, 6. über die Ozonmenge in der Luft.

Die erste Art der direkten Forschungen enthält die Bestimmung der Periodizität in den magnetischen Störungen. In den ersten Arbeiten wurden nur die starken Stürme berücksichtigt; in den späteren ist die Rede über die Stürme im allgemeinen. Da keine strenge Grenze existiert, um eine Störung des magnetischen Feldes zu den Stürmen zu zählen, so erhielten verschiedene Forscher verschiedene Periodenlänge, je nachdem, welche Störungen sie zu den Stürmen zählten und folglich berücksichtigten.

Deutlich zeigt sich die elfjährige Periode in den magnetischen Störungen, die vollständig mit der Periode der Sonnenfleckentätigkeit übereinstimmt. Zur Bestimmung dieser Periode wird einerseits die Relativzahl der Wolfschen Statistik und andererseits die Anzahl der gestörten Tage benutzt. Da die Magnetogramme und die Wolfsche Statistik schon ein einige Jahrhunderte umfassendes

*) Birkeland: The Norwegian Aurora Polaris exped. 1902—1903, Vol. I, ser. I, p. 43.

**) Bauer and Duvall: Terr. Magn. Atm. Electr. Vol. XXX, 1925.

Material liefern, ist die elfjährige Periode in allen Einzelheiten und mit allen Abweichungen vom Mittel bekannt.

Schon die einfache Ansicht der Magnetogramme lehrt, daß das erdmagnetische Feld Veränderungen im Laufe des Tages erleidet. Um den täglichen Gang in jedem Element herauszuschälen, muß man die gelegentlichen Störungen eliminieren und für jede Tagesstunde das Mittel aus langjährigen Beobachtungen nehmen. Zur vollständigen Elimination der Nebeneinflüsse teilt man die Tage in „ruhige“ und „gestörte“ ein und bestimmt für beide unabhängig die mittlere Größe für jede einzelne Stunde. A. Schmidt*), der viel an der Erforschung der täglichen Periode des Magnetfeldes gearbeitet hat, gibt die Mittel in der Form von Vektordiagrammen. Derartige Diagramme zeigen auch den Verlauf für einzelne Monate, Teile des Jahres in Abhängigkeit von der Lage der Sonne in der Ekliptik (Lloidsche Jahresdrittel) und ganze Jahre sowohl in Zeiten des Fleckenmaximums als auch -minimums.

Den Gang der täglichen Variation in Abhängigkeit von der Sonnenaktivität versucht A. Schmidt mit Hilfe der folgenden empirischen Formel darzustellen:

$$\Delta = \Delta' + r\Delta'',$$

wo Δ die Abweichung vom Tagesmittel, Δ' und Δ'' die gesuchten Größen zur Bestimmung der täglichen Variation und r eine der Wolfschen Relativzahl R proportionale Größe ist. Nach Schmidt ist $r = 0.01 R$. Δ' und Δ'' bestimmt man mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate aus einer ganzen Reihe von Beobachtungen, wo für Δ die bekannten Größen $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \dots$ und für r entsprechend r_1, r_2, r_3, \dots genommen wird.

Im täglichen Gange kann man Sonnen- und Mondzeit unterscheiden; außerdem ist der tägliche Gang von der Stellung der Sonne in der Ekliptik und der Sonnenaktivität abhängig. In den Observatorien der nördlichen Halbkugel ist die Amplitude des täglichen Ganges zur Zeit des Sommersolstitiums größer, zur Zeit des Wintersolstitiums kleiner. Ebenso ist die Amplitude größer zur Zeit des Fleckenmaximums, kleiner zur Zeit des Minimums.

Zwei Observatorien, die sich auf demselben Breitenkreise befinden, deren Längen aber stark verschieden sind, haben verschiedene Amplituden des täglichen Ganges und die Richtungen der Störungsvektoren fallen nicht zusammen.

Die Ursachen der täglichen Variation sind nach A. Schuster**) und S. Chapman***) die Änderungen der elektrischen Ströme in den oberen Schichten der Atmosphäre. Die Sonnenstrahlen ionisieren die oberen Luftsichten, machen sie leitend; es entstehen Foucaultsche Ströme, wenn diese leitenden Schichten sich im erdmagnetischen Felde bewegen. Die Foucaultschen Ströme verstärken oder

*) A. Schmidt: Archiv d. Erdmagnetismus, Heft 1, 1903.

**) A. Schuster: Phil. Transl. A. 180, London 1889; A. 208, 1907.

***) S. Chapman: Phil. Transl. A. 218, 1919; A. 225, 1925.

schwächen die permanenten Ströme in der Atmosphäre und in der Erdkruste, die ihrerseits Veränderungen des Magnetfeldes hervorrufen.

Erst in der letzten Zeit ist eine Periode von 26 bis 30 Tagen festgestellt worden. Hier sind die Arbeiten von A. Schmidt^{*}), Chree^{**}), Schuster^{***}), Angenheister[†]) und Deslandres^{††}) zu erwähnen. Chree und Schuster konstatierten eine Periode von 26 und 28 Tagen. Jedoch kann man diese Perioden nicht als streng ansehen. Dominierend zwischen den 26 bis 28tägigen Perioden ist eine 27tägige Periode. Schmidt und Angenheister fanden außer den erwähnten noch eine 30tägige Periode. Besonders eingehende Untersuchungen über die 30tägige Periode führte Angenheister aus, der auch die Ursachen dieser Periode aufzufinden versuchte. Angenheister kam zum Schluß, daß die 26.5 und 30tägige Perioden der Stürme durch eine zweifache Rotationsgeschwindigkeit der Sonne erklärbar sind. Die 26.5tägige Periode wird von den oberen Schichten, die 30tägige von einer tieferen Schicht, dem Sitze der Stürmenquelle, verursacht. Nach ihrer Aktivität müsse man die Sonne in zwei Halbkugeln A und B einteilen. Zur Zeit des Maximums der Flekentätigkeit rufen beide Halbkugeln gleichartig Störungen des magnetischen Feldes hervor; zur Zeit des Minimums ist B wirkungslos und die Aktivität gehört nur der A-Hälfte. Die magnetischen Störungen zeigen in der Zeit des Minimums eine 27tägige Periode und eine 30tägige im Maximum; also verursachen die äußeren Schichten die magnetischen Störungen im Minimum und die innere tiefe Schicht die magnetischen Störungen im Maximum.

Der Angenheisterschen Theorie über die Aktivität einer tieferen Schicht steht die Deslandressche Theorie der Risse (brusires) nahe. Deslandres nimmt an, daß im Innern der Sonne eine, einem festen Körper ähnliche Schicht mit sechs symmetrischen Rissen sich befindet. Jeder Rißmeridian wirkt wie ein Vulkan, der elektrisch geladene Teilchen ausspeit, die ihrerseits auf der Erde magnetische Störungen hervorrufen. Über der inneren, gleichmäßig rotierenden Schicht befinden sich noch zwei Schichten, die auch durch Rißmeridiane aufgeteilt sind. Die innere Schicht hat nur sechs Meridiane, die äußeren zwei je zwölf. Da die Ursachen der Störungen Risse auf der Sonne sind, so sind die magnetischen Stürme unabhängig von der Flekentätigkeit.

Untersuchungen über die jährliche Periode der magnetischen Störungen sind von Cortie^{†††}) und Chree[§]) ausgeführt worden. Die Methoden von Cortie und Chree sind verschieden. Der erstere fand die jährliche Periode durch Untersuchungen der Aktivität der Einzelflecke während ihres Durchgangs durch den Zentralmeridian. Das Endresultat zeigte, daß die magnetischen Störungen

^{*}) A. Schmidt: Astron. Nachr. **214**, Nr. 5134.

^{**}) Chree: Proc. of Roy. Soc. **109**, 1925.

^{***}) A. Schuster: Terr. Magn. and Atm. El., Vol. **6**, 1901.

[†]) G. Angenheister: Terr. Magn., Vol. **26**, 1921; Vol. **27**, 1922.

^{††}) Deslandres: C. R. **182**, S. 669, 733, 1301; **183**, S. 165, 493, 1313; **185**, S. 10.

^{†††}) Cortie: Monthly Not. of R. A. S., Vol. **73**, 1913.

[§]) Chree: Proc. of Roy. Soc. **101**, 1922.

anwachsen, wenn der Zentralmeridian sich um 90° von den Knoten des Sonnenäquators befindet, und abnehmen, wenn der Zentralmeridian sich in der Nähe der Knoten befindet. Der zweite Forscher fand die jährliche Periode aus den Untersuchungen über die 27tägige Periode mit Hilfe der Methode der großen Zahlen. Chree kam zum Schluß, daß die magnetische Aktivität der Erde anwächst, wenn die Sonne sich in der Nähe des Frühlings- und Herbilstiftes befindet, und abnimmt, wenn die Sonne sich in den Solstitien befindet. Die Resultate beider Forscher stimmen vollkommen überein, da die Knoten des Sonnenäquators sich kurz vor den Solstitien in der Nähe des Zentralmeridians befinden.

Schon im Jahre 1887 sprach E. Marchand*) das Gesetz aus, daß jeder Fleck magnetische Störungen hervorruft und daß die stärksten Störungen stattfinden, wenn sich der Fleck oder Fleckengruppen im Zentralmeridian befinden. Das Nichtbefolgen dieses Gesetzes wurde durch eine zeitliche Fortpflanzung, die notwendig ist, damit die störende Einwirkung bis zur Erde gelangt, erklärt. Aus den Beobachtungen folgt, daß diese Verspätung 20 bis 50 Stunden beträgt. Eine so große Amplitude veranlaßte neue Untersuchungen, die jedoch nichts Neues ergaben. Im Jahre 1913 veröffentlichte Cortie**) weitgehende Untersuchungen über den Einfluß der Flecke auf das erdmagnetische Feld, wenn sie sich im Zentralmeridian befinden. Das Resultat dieser Untersuchungen ist in bezug auf das Gesetz Marchands ein negatives, da Cortie fand, daß die magnetischen Stürme unabhängig von der Lage der Flecke auf der Sonne und ihrer Größe sind. Magnetische Stürme entstehen sogar dann, wenn auf der Sonne kein einziger Fleck zu sehen ist, sowie auch dann, wenn der Fleck sich weit vom Zentralmeridian befindet.

Der Einfluß der einzelnen Flecke auf das erdmagnetische Feld ist von E. Gehlinsch***) untersucht worden, wobei er den Fall wählte, wo auf der sichtbaren Sonnenscheibe nur ein einziger Fleck oder eine Fleckengruppe sich befindet. Den Verfasser verleitete zur Arbeit die Ansicht, daß der Einfluß der Flecke, als physikalische Erscheinung, auf das erdmagnetische Feld irgendwelchen Gesetzen gehorchen müsse. Um diese Gesetze zu erforschen, wurden Einzelflecke gewählt. Solche Fälle, in denen wirklich nur ein Fleck oder eine geschlossene Fleckengruppe sichtbar ist, sind selten. Um mehr Material zu erhalten, mußten gewisse Abweichungen zugelassen werden: in einigen Fällen wurden als Aktivitätszentrum nahe zusammenliegende Fleckengruppen genommen oder es wurden mit einem großen Fleck gleichzeitig sichtbare, winzige Fleckchen nicht berücksichtigt. Diese Untersuchungen führten zu folgenden Resultaten. Die Aktivität der Flecke ist von ihrer Fackelumhüllung abhängig. Die Zunahme, bzw. Abnahme der Aktivität steht im Zusammenhang mit Veränderungen im Fleck bzw. in der Fackel-

*) E. Marchand: C. R. **104**, 185 (1887).

) Cortie: Monthly Not. R. A. S., Vol. **73, 1913.

***) E. Gehlinsch: Acta Univ. Latviensis, Vol. XX, 1928; Mitteilungen aus dem Institut für theor. Astronomie Riga Nr. 3.

umhüllung. Magnetische Störungen sind bei jeder Lage des Flecks zu beobachten, jedoch sind die am Ostrand befindlichen Flecke besonders aktiv und die am Westrande befindlichen weniger aktiv. Zu beiden Seiten des Zentralmeridians kann man eine verstärkte Aktivität der Flecke beobachten, da jedoch die Anzahl der dem Sonnenzentrum nahe passierenden Flecke nicht groß war, so ist der Ort dieser Maxima und ihre Realität nicht absolut sicher. Weitere Untersuchungen in dieser Richtung müssen sich noch mit den zentralen Maxima und Minima, sowie ihrer Ursachen beschäftigen. Die deutliche Aktivität des Ostrandes und die schwache Wirksamkeit des Westrandes kann mit Hilfe der Ansicht von der Korpuskularströmung aus den Flecken in tangentialer Richtung zur Sonnenoberfläche erklärt werden. Eine derartige Strömung ist vollkommen möglich, da St. Johns*) Untersuchungen im Mount-Wilson Observatorium den Nachweis erbrachten, daß aus den tieferen Schichten der Flecke und aus dem Halbschatten Gase in tangentialer Richtung ausströmen, während in die oberen Schichten des Kerns ein Einströmen von Gasen stattfindet. Die vom Ostrand fortfließenden Teilchen erreichen die Erde, wenn der Fleck sich schon ein wenig vom Rande auf das Innere der Scheibe hin bewegt hat, dagegen erreichen die vom Westrande fortfließenden Korpuskeln die Erde, wenn der Fleck schon vollständig unsichtbar geworden ist. Um so ein Bild zu bekommen, muß die Geschwindigkeit der Teilchen zwischen 1200 und 5000 km/sec betragen.

Einige geophysikalische Erscheinungen sind so eng miteinander verbunden, daß man, wenn man die Abhängigkeit der einen von der Sonnenaktivität untersucht, zugleich auch die Abhängigkeit der übrigen, verwandten erhält. So kommt man zu den indirekten Methoden, mit deren Hilfe, außer der direkten Aufgabe, man auch die verwandten Aufgaben löst.

Bei der Erforschung der Nordlichter taucht die Frage nach dem Zustande des magnetischen Feldes zur Zeit von besonders intensiven Polarlichtern auf. Schon im vergangenen Jahrhundert hat H. Fritz**) eine Nordlichtkarte zusammengestellt, in der die Orte mit gleicher Nordlichterzahl eingezzeichnet waren. Die Kurven gleicher Häufigkeit (Isochasmen) sind fast konzentrische Kreise, deren gemeinsamer Mittelpunkt sich in der Nähe des Magnetpoles der Erde befindet. Diese Karte zeigte die Verwandtschaft zwischen dem Erdmagnetismus und den Nordlichtern.

Weitere Forschungen, besonders die Arbeiten von Angot***), Birkeland†) und Vegard ††) zeigten die tägliche, jährliche und die elfjährige Periode. Die Beobachtungen Birkelands in den Jahren 1902 bis 1903 und Vegards in den Jahren 1912 bis 1913 im Norden Norwegens bewiesen, daß die Nordlichter immer mit erdmagnetischen Störungen zusammenfallen. Diese nahe Verwandtschaft

*) St. John: Mt. Wilson Contr. Nr. 69, 74, 1913; Ap. J. Vol. 37 and 38, 1913.

**) H. Fritz: Das Polarlicht. Leipzig 1881.

***) Angot: The Aurora Borealis. London 1896.

†) K. Birkeland: The Norwegian Aurora Polaris exped. 1902—1903, Vol. I.

††) Wien und Harms: Handb. d. Experimentalphys. Bd. XXV, Teil I, S. 385ff.

läßt auch aus den Beobachtungen der Nordlichter über den Zusammenhang zwischen den magnetischen Stürmen und Sonnenaktivität schließen.

Kaum gewann die Leitungstelegraphie eine weite Verbreitung und wurden weit entfernte Stationen mit Leitung verbunden, so bemerkte man, daß durch die an beiden Enden geerdeten Drähte ununterbrochen elektrische Ströme fließen, die zur Zeit von magnetischen Stürmen so stark den telegraphischen Verkehr stören, daß die Benutzung des Telegraphen unterbrochen werden mußte. Zur Erforschung der innerirdischen elektromotorischen Kräfte wurden Meßstationen eingerichtet. Die Messungen zeigten, daß die Veränderungen der Stromstärke eine tägliche und jährliche Periode besitzen, die in Abhängigkeit von den Variationen des erdmagnetischen Feldes stehen. Ob die innerirdischen Ströme vom erdmagnetischen Felde induziert sind oder eine andere Ursache haben, ist nicht bekannt. Die elfjährige Sonnenperiode ist im Gange des innerirdischen elektrischen Potentials bemerkbar.

Im Jahre 1925 veröffentlichte Chree*) eine Arbeit über die Abhängigkeit der erdmagnetischen Störungen von der Solarkonstante. Ausgehend von den bekannten elfjährigen und ungefähr 27-tägigen Perioden der erdmagnetischen Störungen, suchte Chree dieselben Perioden in den Veränderungen der Solarkonstanten, dazu untersuchte er die Abhängigkeit dieser Variationen von den erdmagnetischen Störungen. Er teilte die ganze Zeit in Intervalle von je 27 Tagen und wählte in diesen Intervallen eine bestimmte Anzahl von Tagen zum Vergleichen der Solarkonstanten und des erdmagnetischen Feldes. Der Ausgangstag ist mit n bezeichnet; die zum Vergleich genommenen Tage sind: $n - 2, n - 1, n, n + 1, n + 2$. Die nächsten Perioden sind $27 \times q + [n - 2, n - 1, n, n + 1, n + 2]$, wo $q = 1, 2, 3 \dots m$ ist. Mit Hilfe dieser Einteilung wurden die Variationen der Solarkonstanten mit denen des erdmagnetischen Feldes verglichen. Das Resultat zeigt, daß die Solarkonstante zugleich mit der Fleckentätigkeit und den magnetischen Störungen anwächst. Die Untersuchungen erstrecken sich auf die Zeit vom Jahre 1920 bis 1924.

Das Potsdamer Observatorium**) hat ein Programm zur Erforschung des Mondeinflusses auf das magnetische Feld aufgestellt. Die Methode besteht in folgendem: die Magnetogramme werden nach der Mondzeit aufgeteilt (mittlerer Mondtag); die Tage werden in Gruppen zu je zwei Monaten eingeteilt. In jeder Gruppe ist die Entfernung des Mondes von den Knoten und vom Perigeum für bestimmte Tage gegeben, um hieraus den Einfluß der Entfernung des Mondes von der Erde und seiner Deklination festzustellen. Tage mit starken Stürmen werden ausgeschlossen, da sie das Resultat stark verfälschen würden. Mit dieser Methode ist festgestellt, daß die lunaren Variationen in der Tageszeit stärker, nachts aber schwächer sind. Die Amplitude der jährlichen Variation ist der entsprechenden solaren gleich. Bezüglich der Entfernung des Mondes ist deutlich zu sehen, daß die

*) Chree: Proc. of Roy. Soc. **109** (1925).

**) Ergebn. d. magn. Beob. in Potsdam u. Seddin 1917. 1922.

Amplituden der Variation vom Apogeum zum Perigeum wächst. Im Verhältnis zur Aktivität der Sonnenflecke zeigen die lunaren Variationen eine kleinere Amplitude als die Variationen der 27tägigen Periode des solaren Ganges. Dank diesem Umstande lassen sie sich leicht von den übrigen Einflüssen auf das erdmagnetische Feld ausscheiden.

Im Jahre 1927 veröffentlichte Greenleaf Pickard*) zwei Arbeiten über seine Untersuchungen über die Störungen im Radioverkehr in Zusammenhang mit der Flekentätigkeit der Sonne. In seinen Untersuchungen vergleicht Pickard die Radiostörungen mit den Sonnenflecken und den Störungen des erdmagnetischen Feldes. Die Beobachtungen wurden täglich von 21 bis 22 Uhr Ortszeit das ganze Jahr 1926 hindurch ausgeführt. Der Rundfunkempfang verschlechterte sich mit dem Anwachsen der Sonnenfleckenzahl; ebenso verschlechterte er sich beim Vorhandensein von erdmagnetischen Störungen. Der Empfang langer Wellen wurde besser beim Anwachsen der Sonnentätigkeit und Verstärken der magnetischen Störungen. In beiden Fällen konnte die 27tägige Periode beobachtet werden.

Die Spektroskopie lehrt, daß das Spektrum des Ozons ein starkes Absorptionsband im Intervall von 3800 Å bis 2000 Å mit einem Maximum bei 2550 Å besitzt. Außerdem existiert noch ein schwächeres Band bei 6000 Å und im ultraroten Teil. Diese Eigenschaft des Ozons erlaubt die Feststellung seines Vorhandenseins in der Atmosphäre, sowie die Veränderungen der Ozonmenge mit der Zeit durch spektroskopische Untersuchung des Sonnenlichtes.

Dobson und Harrison**) veröffentlichten im Jahre 1926 eine Arbeit über ihre Untersuchungen in Oxford über die Ozonmenge in der Luft. Sie wandten zwei Methoden an: 1. Die ausführliche Methode: Messung der Absorptionskoeffizienten der Luft für bestimmte Wellenlänge und bei verschiedenen Sonnenhöhen und Reduktion auf eine bestimmte Höhe. 2. Die abgekürzte Methode: die in die Messungen eingehenden Konstanten sind schon vorher bestimmt worden. Die Intensität der Sonnenstrahlen außerhalb der Erdatmosphäre muß als konstant angenommen werden. Wählen wir zwei Strahlen, deren Wellenlängen an der Grenze des Absorptionsbandes (beim einen Strahl im innern, beim anderen außerhalb des Bandes), so wird der Absorptionskoeffizient des Ozons für sie verschieden sein und aus der relativen Intensität kann die Ozonmenge in der Luft und ihre Veränderung mit der Zeit bestimmt werden.

Die Resultate sind: Die Ozonmenge ist veränderlich, sie besitzt eine jährliche Periode mit einem Maximum im Frühjahr und einem Minimum im Herbst. Eine tägliche Periode ist nicht nachgewiesen, ebensowenig eine 27tägige. Die Abhängigkeit von der Flekentätigkeit der Sonne drückt sich darin aus, daß die Ozonmenge bei einer großen Fleckenzahl fällt, bei einer kleinen wächst.

*) Gr. Pickard: Proc. Inst. Radio Eng. 15, Nr. 2 and 9, 1927.

**) Dobson and Harrison: Proc. of Roy. Soc. Vol. 110, 1926; 114, 1927.

Chree*) verglich die Schwankungen der Ozonmenge mit den erdmagnetischen Störungen und fand, daß bei starken Schwankungen der Horizontalkomponente die Ozonmenge am stärksten vom Monatsmittel abweicht. Bei schwachen Schwankungen der Horizontalkomponente schwankt auch die Ozonmenge wenig und diese Erscheinung wiederholt sich konsequent von Jahr zu Jahr.

IV. Die Bewertung der Forschungen

Die statistischen Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der Fleckentätigkeit auf der Sonne und den erdmagnetischen Störungen ergaben befriedigende Resultate, die zum Schluß führten, daß zwischen beiden Erscheinungen unzweifelhafte Zusammenhänge bestehen. Dennoch sind diese Resultate nicht erschöpfend und haben nicht die Antwort auf die Frage nach den Gesetzen der Schwankungen des erdmagnetischen Feldes in Zusammenhang mit der Variation der Anzahl der Sonnenflecke gegeben. Eine solche Antwort können statistische Untersuchungen auch nicht geben. Die beste Bewertung der Erfolge der Forschungen finden wir in den Schlüssen L. Bauers in seiner ausführlichen Arbeit in *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, Vol. XXX, wo die Punkte b und c lauten:

„b) Neither the number, area, nor position of spots on the Sun's visible disk may be taken at present as a safe index for the prediction of the occurrence of magnetic storms, or of the production of the electric currents in the Earth's crust which are responsible for interruptions in telegraphy. There are at times notable magnetic storms on the Earth when there is no visible disturbance on the disk of the Sun presented to the Earth.“

„c) While, on the average, there is a very high correlation between solar activity and the Earth magnetic activity, from year to year during a solar cycle, the correlation does not seem to be one of cause and corresponding effect, but rather one indicative of the fact that solar disturbances and magnetic disturbances are effects of one, as yet undiscovered cause, which may simultaneously affect the condition of the entire Sun. The active areas on the Sun, which may be the source of the Earth's magnetic disturbances, seem to be more often also provocative of sunspot formations but not always so.“

Die in den Schlußfolgerungen ausgesprochenen Gedanken konnten schon vorher erwartet werden und sie kommen nicht überraschend. Diese Schlüsse muß man als Hinweis nehmen, die alten Forschungsmethoden zu verlassen. Die Sonnenflecke sind eine physikalische Erscheinung, und als solch eine ist sie einem Gesetze unterworfen, das ihren Eintritt besagt. Ebenso sind die magnetischen Störungen eine physikalische Erscheinung, die ebenso den Gesetzmäßigkeiten unterworfen sind. Wenn andererseits beide Erscheinungen eine gemeinsame, noch unbekannte Ursache haben, oder wenn die eine von ihnen die Folge der anderen ist, so ist es

*) Chree: Proc. of Roy. Soc. Vol. 110, 1926.

natürlich, daß die statistischen Untersuchungen, die dem Wesen der Sache sehr fern stehen, die Realität des Zusammenhangs beweisen. Die Verfeinerung und Ergänzung der statistischen Methoden kann nichts wesentlich Neues bringen. Deswegen verlangt die weitere Erforschung des Zusammenhangs beider Erscheinungen, neue Wege zu suchen. Bis jetzt ist noch nicht bekannt, wie die Sonnenflecke das erdmagnetische Feld beeinflussen und was die eigentliche Ursache der starken magnetischen Stürme ist. Ebenso ist noch nicht bekannt, was für Strömungen und mit welcher Geschwindigkeit sie von den Sonnenflecken ausgehen. Es ist wahrscheinlich, daß von den Flecken ein Strom von elektrisch geladenen Teilchen ausgeht, der ein Magnetfeld mit sich führt und das erdmagnetische Feld beeinflußt, wenn er die Erde erreicht. Die Klärung dieser Strömung erfordert noch viel Arbeit trotz der schon erreichten Erfolge.

Es ist vorteilhafter, den Einfluß der Flecke auf das erdmagnetische Feld zu untersuchen, wenn man solche Flecke aussucht, die sich ganz allein auf der Sonne befinden. Indem man das Gleiten des Fleckes auf der Sonnenscheibe und den Zustand des erdmagnetischen Feldes gleichzeitig verfolgt, kann man die Stellen auf der sichtbaren Sonnenscheibe feststellen, wo die Flecke am aktivsten oder am wenigsten wirksam sind. Auf Grund derartiger Untersuchung kann man die Ursachen der Aktivität der Flecke an verschiedenen Orten der Scheibe suchen. Diese Untersuchungsmethode ist schon eingeleitet. Die Anfangserfolge sind derart, daß sie eine gewisse Klarheit hineinzubringen versprechen, jedoch kann man darüber Ausführliches nur nach Abschluß der Untersuchungen berichten.

Die indirekten Untersuchungen, die wohl eine gewisse Klarheit über die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen geophysikalischen Erscheinungen geben können, gelten nicht als Mittel zur Feststellung der Ursachen der erdmagnetischen Störungen in Abhängigkeit von der Sonnenaktivität.

Zusammenfassung

1. Die statistische Erforschung der Flecke und des erdmagnetischen Feldes muß als abgeschlossen angesehen werden und kann nichts Neues mehr liefern. Die eingehenden und scharfsinnigen Methoden, mit deren Hilfe die hervorragendsten Wissenschaftler in dieser Richtung gearbeitet haben, erbrachten den unzweifelhaften Beweis für den Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen.

2. Weitere Forschungen müssen sich auf andere Methoden stützen, die ein tieferes Eindringen in das Wesen der Flecke, als physikalische Erscheinung, ermöglichen. Hier spielt die individuelle Untersuchung der Flecke und eine eingehendere Klassifikation der erdmagnetischen Störungen eine wichtige Rolle.

Riga, Inst. f. theor. Astronomie der Lettländischen Universität, Mai 1980.

Der Temperaturverlauf im Sandboden

Von R. Süring, Potsdam

Bei der Darstellung des täglichen Temperaturverlaufes der oberen Bodenschichten eines nahezu homogenen Sandbodens zeigt sich, daß die Wärmeausbreitung nicht so gleichmäßig ist, wie man erwarten sollte. Im Zusammenhang hiermit wird darauf hingewiesen, daß der vertikale Temperaturgradient im Erdboden während des größeren Teiles des Jahres mehrere Inversionen aufweist, welche wahrscheinlich teilweise mit der Grundwasserführung, teilweise mit den Rückständen größerer Witterungsanomalien in tiefen Bodenschichten zusammenhängen.

Adolf Schmidt schrieb 1891 in den Schlußbetrachtungen seiner preisgekrönten Studie über „Theoretische Verwertung der Königsberger Boden-temperatur-Beobachtungen“¹⁾: „Was die Beobachtungen selbst betrifft, so ist es wünschenswert oder wohl vielmehr durchaus erforderlich, daß außer den fortlaufenden, täglich etwa dreimal angestellten Beobachtungen von Zeit zu Zeit 24 oder mehr Stunden hindurch etwa stündliche Beobachtungen gemacht werden. ... Aus ihnen würden die Gesetze des Temperaturverlaufs und seiner Abhängigkeit von seinen Ursachen einfacher und sicherer hervorgehen als aus den langen, unter fortwährend wechselnden Bedingungen angestellten Beobachtungen.“

Leider ist auch jetzt nach fast 40 Jahren die Suche nach einem für solche Studien brauchbaren Beobachtungsmaterial fast ergebnislos. Der Grund für diesen Materialmangel dürfte weniger an der Schwierigkeit als an der Umständlichkeit und Mühseligkeit liegen, die zur Gewinnung und Berechnung genügend genauer Aufzeichnungen nötig sind. Auch am Meteorologischen Observatorium zu Potsdam konnte die Temperatur nicht gleichzeitig in verschiedenen Tiefen selbsttätig aufgezeichnet werden, aber ich habe wenigstens nacheinander mehrere Jahre lang die Temperatur in 10, 20 und 50 cm Tiefe registrieren lassen und an die 25jährige Reihe 1896 bis 1920 der Terminbeobachtungen angeschlossen. Im folgenden sollen einige Mitteilungen über den täglichen Temperaturverlauf in den oberen Schichten sowie über die jährliche Temperaturverteilung in größeren Tiefen mit besonderer Berücksichtigung der mit den Instrumenten zu erfassenden unteren Grenzschicht gemacht werden. Betrachtungen über den gesamten Wärmeaustausch werden hierbei zunächst außer acht gelassen, da direkte Messungen eines solchen Austausches in den obersten Erdschichten im Gange sind, und eine Neuberechnung der Mittelwerte für die 35jährige Reihe 1896 bis 1930 vorbereitet wird.

1. Der tägliche Temperaturaustausch zwischen der Erdoberfläche und dem Boden in 1 m Tiefe. In dem Potsdamer Sandboden schwankt die Temperatur in 1 m Tiefe innerhalb von 24 Stunden auch im Sommer selten um mehr als 0.1°, die tägliche Temperaturwelle kann daher hier praktisch als aus-

geglichen betrachtet werden, an der Bodenoberfläche kann sie an klaren Sommertagen 35 bis 40° und im Winter etwa 10° erreichen. Gleichzeitige Temperaturregistrierungen mit elektrischen Widerstandsthermometern an der Erdoberfläche und in 10 cm Tiefe hat F. Albrecht in Potsdam während des Jahres 1925 in größerem Umfange durchgeführt; bisher sind nur die Auswertungen von vier ausgewählten Tagen veröffentlicht²⁾. Aus diesem Material geht hervor, daß unsere bisherigen Kenntnisse über die Phasenverschiebung der Temperaturwellen in Luft und am Boden im wesentlichen richtig sind³⁾, daß aber zur Ermittelung der durchschnittlichen und extremen Temperaturamplituden am Erdboden ein recht großes Beobachtungsmaterial nötig ist. Wesentlich sicherer sind die Temperaturwellen im Boden selbst zu ermitteln und auch Formeln abzuleiten, um aus Terminbeobachtungen gute Tagesmittel zu berechnen. Für den täglichen Temperaturlangang in 10 und 20 cm habe ich schon früher Daten angegeben⁴⁾; inzwischen ist auch die Temperatur 1½ Jahre lang in 50 cm registriert. Bei der Entwicklung in eine dreigliedrige Reihe ergeben sich für die Amplituden α und die Phasenwinkel α_s bei Reduktion auf den Zeitraum 1896 bis 1920 die numerischen Werte:

	a_0	a_1	a_2	a_3	α_1	α_2	α_3
J a h r							
10 cm	9.49°	1.96°	0.52°	0.07°	206.5°	37.2°	194.6°
20 cm	9.33	1.22	0.18	0.02	174.9	348.7	138.2
50 cm	9.62	0.31	0.06	0.03	83.3	150.2	88.4
J u l i							
10 cm	20.36	3.33	0.81	0.10	206.9	40.9	186.5
20 cm	20.15	2.11	0.23	0.04	174.4	357.0	137.3
50 cm	19.58	0.64	0.02	0.08	84.3	148.5	15.3
J a n u a r							
10 cm	— 0.90	0.53	0.20	0.06	203.1	6.1	155.0
20 cm	— 0.59	0.15	0.05	0.01	172.4	340.4	195.9
50 cm	0.71	0.00	0.03	0.01	304.1	127.2	279.5

Zur Ableitung von Tagesmitteln aus Terminbeobachtungen haben sich die folgenden Formeln bewährt:

für 10 cm: $\frac{1}{10} (4 \cdot 7^h + 3 \cdot 14^h + 3 \cdot 21^h)$ oder $\frac{1}{3} (2 \cdot 8^h + 14^h)$;

für 20 cm: $\frac{1}{8} (3 \cdot 7^h + 2 \cdot 14^h + 3 \cdot 21^h)$ oder $\frac{1}{3} (8^h + 2 \cdot 14^h - 0.01 \cdot 14^h)$;

für 50 cm: $\frac{1}{8} (3 \cdot 7^h + 2 \cdot 14^h + 3 \cdot 21^h)$ oder $(8^h + 0.01 \cdot 8^h)$.

Eine Berechnung aus den Terminen um 8 Uhr und 14 Uhr ist deshalb gegeben, weil seit Oktober 1920 nur zu diesen Zeiten beobachtet wird. Die Übereinstimmung dieser aus zwei Terminen berechneten Mittel mit dem 24stündigen Mittel ist besonders für 10 und 50 cm im Monatsmittel recht gut, für 20 cm schwanken die monatlichen Korrekturen zwischen + 0.12 und — 0.10°.

Die Phasenzeiten der Temperaturwellen in verschiedenen Tiefen werden durch die obigen Zahlen gut dargestellt; man erkennt dies z. B., wenn man aus ihnen das Temperaturleitvermögen K ableitet. Aus der Formel

$$\sqrt{K} = 101.545 \frac{h_{50} - h_{20}}{\alpha_{20} - \alpha_{50}}, \quad \text{bzw. } 101.545 \frac{h_{50} - h_{10}}{\alpha_{10} - \alpha_{50}},$$

wo h_{10} , h_{20} und h_{50} die Tiefenstufen und α_{10} , α_{20} , α_{50} die Phasenwinkel für 10, 20 und 50 cm bedeuten, ergibt sich für die Gruppierung

$$\begin{array}{lll} \sqrt{K} = & \begin{matrix} 10 \text{ und } 50 \text{ cm (Jahr)} \\ 88.0 \end{matrix} & \begin{matrix} 20 \text{ und } 50 \text{ cm (Jahr)} \\ 88.3 \end{matrix} \\ & \begin{matrix} 10 \text{ und } 50 \text{ cm (Juli)} \\ 88.1 \end{matrix} & \begin{matrix} 20 \text{ und } 50 \text{ cm (Juli)} \\ 88.8 \end{matrix} \end{array}$$

also ein Mittelwert von 88.3, der mit dem früher von mir aus dem täglichen Temperaturverlauf zwischen 10 und 20 cm abgeleiteten Wert (88.4) sehr gut übereinstimmt. Das Temperaturleitvermögen beträgt hiernach $1109 \text{ cm}^2/\text{Tag}$.

Entnimmt man den Tageskurven der Temperatur in verschiedenen Tiefen die Eintrittszeiten der Extreme, so zeigt sich eine bemerkenswerte Eigentümlichkeit. An der Erdoberfläche bietet die Kurve das bekannte Bild eines je nach der Jahreszeit mehr oder weniger steilen Berges zwischen den Zeiten des Sonnenaufganges und -unterganges, dem eine flache muldenförmige Einsenkung in den Nachtstunden folgt. Der Zeitunterschied zwischen dem Tagesminimum um etwa 4 Uhr und dem Maximum um 18 Uhr beträgt rund neun Stunden; er vergrößert sich in 20 cm Tiefe auf zehn Stunden, da sich in dieser Tiefe das Minimum um drei Stunden, das Maximum um vier Stunden gegenüber den Extremen an der Erdoberfläche verspätet⁴⁾. In 20 cm Tiefe schmiegt sich der Tagesgang dem Verlauf einer Sinuskurve schon ziemlich eng an, aber in 50 cm wird die Übereinstimmung nicht etwa besser, sondern wesentlich schlechter. Die Kurve ist während des Tages merklich flacher als in der Nacht, sie ist hier in der kälteren Jahreszeit häufig ausgebuchtet, so daß eine Doppelwelle entsteht. An der Realität dieser Doppelwelle ist nicht zu zweifeln, da die Auswertung und die Reduktion auf Terminmittel von unbeflügelten Rechenhilfskräften sorgfältig ausgeführt, und da die Verschiebung zwischen benachbarten Monaten nur ganz geringfügig ist⁵⁾). Eine Doppelwelle ist in den Monaten November bis April und — schwach angedeutet — im Juli vorhanden; sie fehlt in den anderen Monaten.

*) Die von P. Vujević⁶⁾ bearbeiteten Beobachtungen in Belgrad zeigen diese Doppelwelle nicht. Aus Belgrad liegen für fünf Jahre stündliche Ablesungen in 1, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50 und 60 cm Tiefe vor. Der Boden ist jedoch bis $3\frac{1}{2}$ m humos. Die Verschiedenheiten zwischen Belgrad und Potsdam äußern sich auch in der viel schnelleren Abnahme der Amplitude nach unten. In 50 cm Tiefe beträgt die tägliche Amplitude selbst im Juli nur 0.12° gegenüber 1.11° in Potsdam. Ähnliches gilt auch für die jährliche Amplitude.

Infolge kleiner Verschiebungen der Extreme verschwindet die Doppelwelle bereits bei Zusammenfassung nach Jahreszeiten. Das Hauptmaximum fällt mit Ausnahme der Monate November bis Januar stets auf die Zeit zwischen 23 und 24 Uhr. Das entspricht ungefähr der Zeit, welche man bei Extrapolation aus der Verschiebung der Extreme zwischen 0 und 20 cm Tiefe erwarten dürfte. Das

Täglicher Temperaturgang in 50 cm Tiefe. Abweichungen vom Tagesmittel in $1/100^0$

Monat	Stunde												Mittel
	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24 ^h	
Januar .	1	-1	-1*	0	1	5	-1	-5*	-3	2	3	3	1.280
April .	27	8	-10*	-8	-8	-30	-38*	-24	-10	15	36	34	10.76
Juli .	59	31	11	-18	-58	-63*	-45	-48*	-14	35	59	61	11.29
Oktober.	17	8	0	-8	-12	-17	-23*	-15	0	14	18	20	9.32
Jahr . .	28	14	1	-8	-20	-26	-29*	-27	-6	18	31	31	10.28

sekundäre Maximum schwankt mit mehreren Stunden Spielraum um die Mittagsstunde herum. Das Hauptminimum ist viel weniger deutlich; in den Monaten mit Doppelwelle fällt es vorwiegend auf 16 Uhr, in den Monaten mit einfacher Welle teils auf den Nachmittag, teils auf 11 Uhr. Man gewinnt den Eindruck, daß zwischen der in 50 cm kalten Tageszeit (6 bis 16 Uhr) ein kleiner Wärmestoss, gewissermaßen eine reflektierte Welle eingeschoben ist. Vielleicht spielt hierbei die Wärmezufuhr aus den tieferen Bodenschichten eine Rolle. Von April bis August nimmt das Tagesmittel der Bodentemperatur mindestens bis 2 m Tiefe von oben nach unten ab, und die Richtung dieser Wärmeströmung wird nur während der Nacht auf kurze Zeit in den obersten Bodenschichten unterbrochen. In den kalten Monaten wirkt der nach oben abgeleiteten Wärme der tieferen Luftsichten eine zwar kurz dauernde, aber doch intensive Erwärmung der Bodenoberfläche durch Sonnenstrahlung entgegen.

2. Der jährliche Temperaturverlauf bis 12 m Tiefe. Die vorhergegangenen Betrachtungen regen dazu an, die wahre Temperaturschichtung in verschiedenen Bodentiefen festzustellen. Der Einfluß der obersten Bodenlagen kann nur dann richtig erkannt werden, wenn für sie die mittlere Tagestemperatur und nicht nur die Temperatur an einzelnen Terminen bekannt ist. Während früher für Potsdam von der Temperaturverteilung um 14 Uhr ausgegangen wurde, werden nachfolgende auszugsweise neu berechneten Werte für den Zeitraum 1896 bis 1920 gegeben.

Tiefe:	2 cm	20 cm	50 cm	1 m	2 m	4 m	6 m	12 m	(20 m)
Januar . . .	— 0.94	— 0.59	0.71	2.38	5.12	8.60	10.18	9.91	9.8
April	8.96	8.53	7.99	7.03	6.23	6.58	7.93	9.73	9.8
Juli	20.49	20.15	19.58	18.02	15.22	11.10	9.30	9.31	9.8
Oktober . . .	8.47	8.79	9.76	11.37	13.01	13.04	11.68	9.49	9.8
Jahr	9.35	9.33	9.59	9.72	9.91	9.86	9.78	9.61	9.8

Hieraus berechnen sich folgende Temperaturgradienten für je 1 m (negative Vorzeichen bedeuten Temperaturabnahme von unten nach oben):

Tiefenstufe:	0—0.5	0.5—1	1—2	2—4	4—6	6—12	12—20 m
Januar . . .	— 3.30	— 3.34	— 2.74	— 1.74	— 0.79	0.04	0.01
April	1.98	1.92	0.80	— 0.18	— 0.68	— 0.30	— 0.01
Juli	1.82	3.12	2.80	2.06	0.90	0.00	— 0.06
Oktober . . .	— 2.58	— 3.22	— 1.64	— 0.02	0.68	0.36	— 0.04
Jahr	— 0.48	— 0.26	— 0.19	0.02	0.04	0.03	— 0.02

Aus der vollständigen hierfür berechneten Zahlenzusammenstellung ersieht man, daß in allen Monaten mindestens eine Inversionsschicht der Temperaturänderung mit der Tiefe vorhanden ist. Selbst im Januar reicht die Temperaturzunahme abwärts höchstens bis 8 m und im Juli die Abnahme bis 6 m. Schon im August muß die 20-cm-Schicht durchschnittlich Wärme nach oben abgeben. So entwickeln sich im Laufe des Jahres im Erdboden zwei deutliche Umkehrlinien oder Inversionen; die eine — mit nach oben und unten abnehmender Temperatur — beginnt im August (20 cm Tiefe im Mittel) und senkt sich im März auf etwa 12 m. Die zweite Umkehrlinie mit Zunahme nach oben und unten beginnt im Februar (10 cm) und senkt sich bis vielleicht 20 m im März. Vom August bis März haben wir es daher stets — abgesehen von dem sich an den meisten Tagen in den obersten Bodenschichten für einige Stunden entwickelnden Strahlungsinversionen — mit zwei Inversionsschichten zu tun.

Leider ist für Potsdam die Temperatur unterhalb von 12 m Tiefe nicht genau bekannt. Zwar kann man angenähert die Tiefe berechnen, in welcher die jährliche Temperaturschwankung bis auf einen gewissen Betrag gesunken ist — in Potsdam beträgt sie z. B. in 20 cm Tiefe nur noch 0.1°, ist also praktisch verschwunden —, jedoch für den Temperaturbetrag selbst ist eine Schätzung schwer möglich. Nun hat aber das Potsdamer Astrophysikalische Observatorium von 1877 bis 1888 Temperaturmessungen in seitlich von einem Tiefbrunnen eingegrabenen Röhren anstellen lassen. Die zehnjährigen Temperaturremittel (1878 bis 1887) betragen in den Tiefenstufen:

4.4 m	9.68°	29.8 m	9.93°
8.2 m	9.57	36.4 m	9.92
10.4 m	9.87	43.0 m	10.0

Die Messungen zwischen 17 und 25 m mußten wegen Störung durch eine Brunnenkammer verworfen werden; auch die übrigen Werte sind, wie der Bearbeiter, Professor Kempf⁶⁾ hervorgehoben hat, nicht einwandfrei (z. B. ist die jährliche Periode für die großen Tiefen viel zu groß), aber es dürfte daraus zu entnehmen sein, daß die Temperatur unterhalb 10 m nur sehr langsam nach unten zunimmt. Ähnliches wird für das Thermometerfeld des Meteorologischen Observatoriums Potsdam gelten, so daß in 20 m Tiefe mit einer das ganze Jahr nahezu unveränderlichen Temperatur von 9.8°, in 30 m Tiefe mit 9.9° gerechnet werden kann. Das Vorhandensein einer ziemlich mächtigen, nahezu isothermen

Zone unterhalb 12 m wird vielleicht mit den Grundwasserverhältnissen zusammen hängen. Von dem aus dem Erdinnern kommenden Wärmezufluß würde alsdann der größte Teil durch das Grundwasser abgeführt, und nur eine winzige Wärmemenge würde der Erdoberfläche direkt zugeführt werden.

3. Die Temperaturschwankungen in größeren Bodentiefen. Mit der isothermen Zone unterhalb 12 m hängen möglicherweise auch die scheinbar langperiodischen Temperaturschwankungen in 12 m Tiefe zusammen. Bildet man die Abweichungen der Jahrestemperatur in 12 m Tiefe von dem 30-jährigen Mittel 1898 bis 1927, so bietet sich folgendes Bild:

Temperaturabweichungen in $^{\circ}/_{100}$ vom Mittel (9.58 $^{\circ}$).

Jahr	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
189.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	16
190.	—	1.	0	6	— 15	— 7	7	9	11	12
191.	10	13	21	9	11	22	9	— 2	— 6	— 9
192.	— 19	— 7	— 7	— 26	— 30	— 15	— 7	22	20	— 1

Also: von 1905 ab zwölf Jahre hindurch stets positive, von 1917 ab zehn Jahre lang nur negative Abweichungen! Die Zuverlässigkeit der Instrumente und Beobachtungen wurde durch Vergleichungen mit den Ablesungen in 6 m Tiefe nachgeprüft: sie wurde ferner durch Vergleichung der Häufigkeit gleichsinniger Änderungen in verschiedenen Tiefen bestätigt. In dem Zeitraum 1905 bis 1916 betrug z. B.

	In der Tiefe von:	0.1	1	2	4	6	12 m
Die Zahl der + -Abweichungen . .		7	7	6	9	9	12
„ „ „ ± -Abweichungen . .		—	—	1	1	—	—
„ „ „ --- -Abweichungen . .		5	5	5	2	3	—

Diese Erhaltungstendenz gleichsinniger Temperaturänderungen wird erklärliech, wenn man annimmt, daß unterhalb 12 m der vertikale Wärmestrom eine Unstetigkeit aufweist. Es dürfte nur ein Zufall sein, daß die in den Zahlen sich aussprechende Welle die Länge einer doppelten Sonnenfleckenperiode hat. Den Anstoß zu der mit 1905 beginnenden Wärmeperiode in 12 m Tiefe hat die große Trockenheit des Sommers 1904, verbunden mit einigen extrem heißen Sommertagen, gegeben. Juli und August hatten nur 29 %, das ganze Jahr 75 % des normalen Niederschlags. In dem hierdurch stark aufgelockerten Boden wurde die durch das abnorm kalte Jahr 1902 entstandene Abkühlung rasch beseitigt. Die leichte Abnahme der positiven Abweichungen in den Jahren 1909 bis 1911 und 1913 wurde durch die heißen Sommertage von 1911 und 1914 ausgeglichen. Die lange Reihe der negativen Abweichungen hatte als erste Ursache vier kalte Monate, Januar bis April 1917, mit ungewöhnlich tiefen Kältegraden im Februar; in deren Gefolge war 53 Monate lang jeder Monat in 12 m Tiefe zu kalt; selbst der heiße und trockene Juli 1921 konnte nur einige Monate lang diese Abkühlung kompensieren.

Als Index für die Aktivität einer Witterungsstörung dürften daher die Temperaturen in tiefen Bodenschichten ganz wertvoll sein. Die hierbei sich ausbildenden Temperaturschichten verdienen vielleicht auch bei der Untersuchung des Wärmeaustausches im Erdboden mehr Berücksichtigung als bisher.

Literatur

- 1) Ad. Schmidt: Theoretische Verwertung der Königsberger Bodentemperatur-Beobachtungen. Schriften der Phys.-ökonom. Ges. zu Königsberg i. Pr. **32**, 97 (1891).
- 2) F. Albrecht: Über den Zusammenhang zwischen täglichem Temperaturgang und Strahlungshaushalt. Gerlands Beitr. z. Geophys. **25**, 1 (1930).
- 3) E. Kretzer: Beziehungen zwischen dem täglichen Gang der Temperatur an der Bodenoberfläche und in den untersten Luftschichten. Dissertation Berlin 1912.
- 4) R. Süring: Der tägliche Temperaturgang in geringen Bodentiefen. Abhandl. des Preuß. Meteor. Instituts **5**, Nr. 6 (1919).
- 5) P. Vujević: Über die Bodentemperaturen in Belgrad. Meteorol. Zeitschr. **28**, 289 (1911).
- 6) P. Kempf: Meteorologische Beobachtungen in den Jahren 1884 bis 1887. Publikationen des Astrophys. Observatoriums zu Potsdam **6**, 193 (1889).

Die dominierende Luftdruckwelle des strengen Winters 1928/29

Von L. Weickmann, Leipzig — (Mit 11 Abbildungen)

Das Symmetriegesetz der Luftdruckkurve war für den Winter 1928/29 in Leipzig, Hamburg und anderen Orten sehr gut ausgebildet. Besonders beteiligt erschien eine etwa 20tägige Welle von 4 bis 5 mm Amplitude, die am Tage des

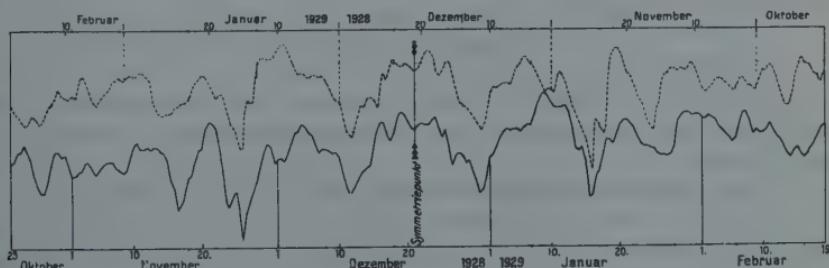


Fig. 1.

Luftdruckverlauf, Leipzig, Geophysik. Inst., 1. November 1928 bis 26. Februar 1929.
Symmetriepunkt 21. Dezember 1928

Symmetriepunktes, 21. Dezember 1928, für Leipzig sehr nahe die Phase 90° zeigte (Fig. 1). Außerdem steckt anscheinend noch eine schwächere, etwa 16tägige Welle in der Kurve.

Um festzustellen, ob der außergewöhnlich strenge Winter 1928/29 auch wieder jene „polare Welle“ erkennen lasse, die sich im Winter 1923/24 als besonders

wichtig für den Charakter der Witterung erwiesen hatte*) und die als eine Art Oszillation der Polarluftkalotte aufgefaßt werden konnte, wurden die Luftdruckwerte einer großen Anzahl von Beobachtungsstationen der Nordhemisphäre mit Hilfe der Pollakschen Rechentafeln**) für das 120tägige Intervall vom 23. Oktober 1928 bis 19. Februar 1929 einer Analyse auf die 20tägige Welle unterzogen. Für die Auswahl des Intervalls sprach außer den in früheren analogen Untersuchungen angeführten Gesichtspunkten hauptsächlich die Überlegung, den Zeitabschnitt so zu wählen, daß auch noch eine vermutete 120tägige Welle ermittelt werden könnte. Die diesbezüglichen Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen. Besonders scharf trat die 20tägige Welle hervor in der Zeit vom 21. November 1928 bis 20. Januar 1929. Bei Auswahl dieses 60tägigen Zeitraumes

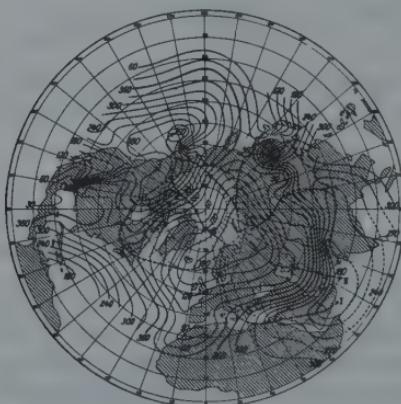


Fig. 2. Phase der 20tägigen Luftdruckwelle im Winter 1928/29
(Maßstab 1 : 50000000)

als Grundintervall der Analyse würde die 20tägige Welle noch mit wesentlich höheren Amplituden, aber ungefähr der gleichen Phasenverteilung in Erscheinung getreten sein.

Die Verteilung der Phase ist auf Fig. 2, die der Amplitude auf Fig. 3 zu sehen. Im Vergleich mit dem Winter 1928/24 erscheint die Polarwelle gegen den europäisch-asiatischen Kontinent hin verschoben. Sie strahlt aus von einem Gebiet um die Barentssee herum, das vom Kap Tscheljuskin bis zu den Färörs reicht und in dem die Anfangsphase ziemlich gleichmäßig 180° aufweist. Die Ausbreitungsrichtung fällt zusammen mit den orthogonalen Trajektorien der Isophase im Sinne abnehmender Werte der Phase. Abb. 2 zeigt einige solcher Trajektorien, die zugleich als Schnittlinien für die weiter unten zu erörternden

*) L. Weickmann: Die thermische Wirkung der 24tägigen polaren Druckwelle usw. Beitr. Phys. d. freien Atmosph. Hergesell-Festschrift 1929.

**) L. W. Pollak: Rechentafeln zur harmonischen Analyse. Leipzig, Barth, 1926.

Schnitte dienten. Man sieht, wie die ganze Nordhalbkugel beherrscht wird von dieser aus der Barentssee ausstrahlenden Welle, die den ganzen europäisch-asiatischen Kontinent bis zu einer Amphidromie im Japanischen Meere und bis zu einer „Senke“ im Meerbusen von Arabien beeinflußt und andererseits über das Polarmeer hinweg nach Alaska und bis zu einer zweiten Amphidromie im Mexikanischen Golfe hinübergreift.

Die Amplituden (Fig. 3) nehmen im allgemeinen von dem Ausstrahlungsgebiete nach allen Seiten ab. Das Maximum liegt übrigens nicht in der Barentssee, sondern über Mittelskandinavien. Die Senke von Alaska zeigt wieder eine leichte Amplitudenzunahme, während anscheinend der Golfstrom die Welle abgeschwächt hat.

Es ist sehr interessant, die aufeinanderfolgenden Zustände der Welle beim Fortschreiten der Phasenwerte um je 45° , d. i. also von $2\frac{1}{2}$ zu $2\frac{1}{2}$ Tagen zu verfolgen. Dies ist in Fig. 4 für vier Zustandskarten dargestellt, d. h. für eine halbe 20tägige Welle. Die dann folgenden vier Zustandskarten würden den gleichen Verlauf der Werte zeigen, nur mit vertauschten Vorzeichen. Auf der ersten Zustandskarte 4a, die für den ersten Tag des Grundintervalls und für alle in Abständen von 20 Tagen folgenden Tage bzw. mit vertauschten Vorzeichen für die in der Mitte dazwischen gelegenen Tage (2. November, 22. November usw.) gilt, sieht man das mit Rasterton gekennzeichnete Ausstrahlungsgebiet um die Barentssee herum mit negativen Ausschlägen bis zu — 2 mm. Dieses Gebiet ist umgeben von einem positiven Ring mit Maximalwerten von 4 mm über Frankreich und Mitteldeutschland sowie Grönland. Durchbruchstellen des Ringes liegen bei den Azoren nach dem Atlantischen und bei Japan nach dem Pazifischen Ozean. Dann folgt nach außen wieder eine auch durch Rasterton gekennzeichnete negative Zone.

Auf der zweiten Zustandskarte 4b hat sich das Ausgangsgebiet beträchtlich vergrößert und vertieft (— 5 mm), die umgebende Ringbildung ist schärfer ausgeprägt mit nur wenig veränderten Amplitudenwerten, aber einem weiteren Durchbruch nach dem Mexikanischen Golf. Mit der dritten Zustandskarte 4c erreichen die Ausschläge im Ausgangsgebiet der Welle ihre Maximalwerte (— 8 mm), das Gebiet hat sich gewaltig ausgedehnt, umfaßt Nordeuropa, das Nordmeer, die Hälfte des Polarmeeres und Nordsibirien, ein Ausläufer greift südwärts bis zur Kaspiensee herab. Der positive Ring ist zusammengedrängt und anscheinend auch vom Mittelmeer aus über Afrika geöffnet. Auf der letzten Zustandskarte 4d endlich ist das negative Zentralgebiet weiter vergrößert, aber verflacht, der Ring ist fast gänzlich zersprengt und nur noch durch Reste des früheren Außengebiets angedeutet.

Die jetzt folgende Zustandskarte 5 wäre wieder Karte 1, aber mit vertauschtem Rasterton, d. h. es entwickelt sich nunmehr im weiter vergrößerten Zentralgebiet ein positiver Kern, der ebenso weiterwächst, wie vorher das negative Zentralgebiet.

Übertragen auf die Witterung bzw. das Bild der Wetterkarte würde dieser eben beschriebene Vorgang bedeuten, daß unter der Annahme der Vorherrschaft dieser 20tägigen Welle sich zu der Karte der mittleren Luftdruckverteilung des

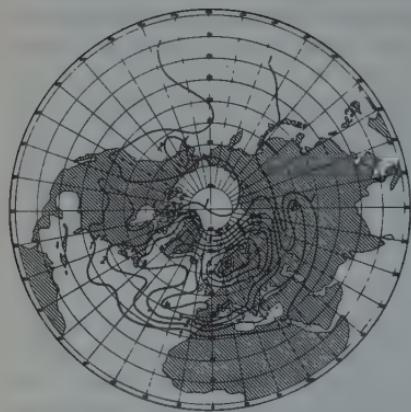


Fig. 3.

Amplitude der 20tägigen Luftdruckwelle
im Winter 1928/29
(Maßstab 1 : 50 000 000)

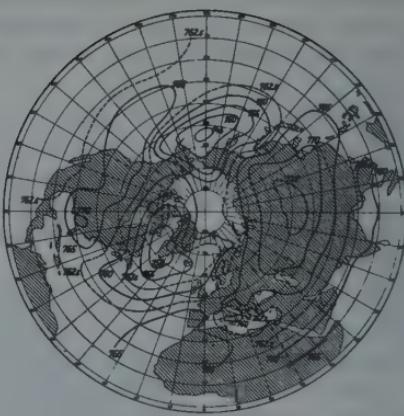


Fig. 5.

Mittlere Luftdruckverteilung
vom 23. Okt. 1928 bis 19. Febr. 1929
(Maßstab 1 : 50 000 000)

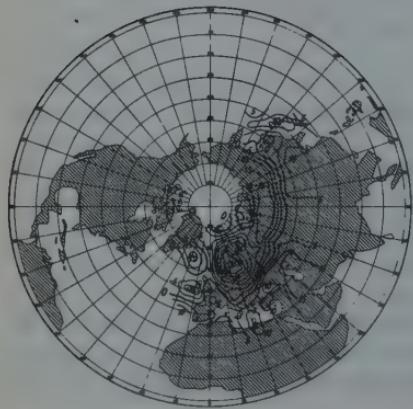


Fig. 6.

Isallobaren, 17. bis 27. Dez. 1928
(Maßstab 1 : 50 000 000)

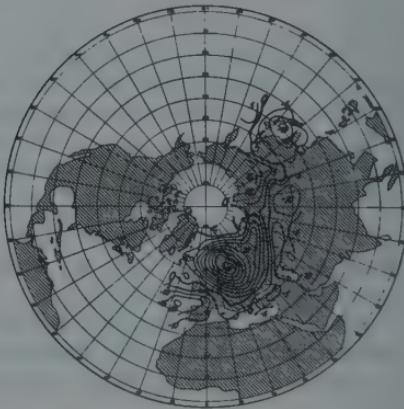


Fig. 7.

Isallobaren, 27. Dez. 1928 bis 6. Jan. 1929
(Maßstab 1 : 50 000 000)

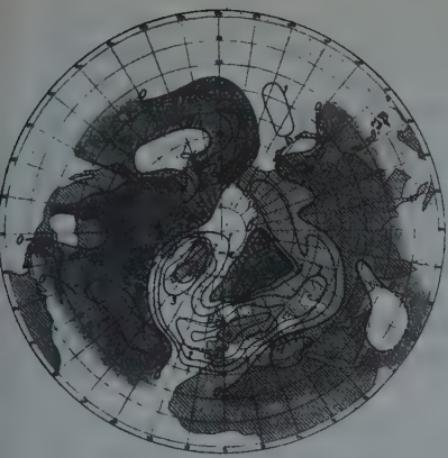


Fig. 4a.

23. Okt., 12. Nov. usw.
Mit umgekehrtem Vorzeichen:
2. Nov., 22. Nov. usw.

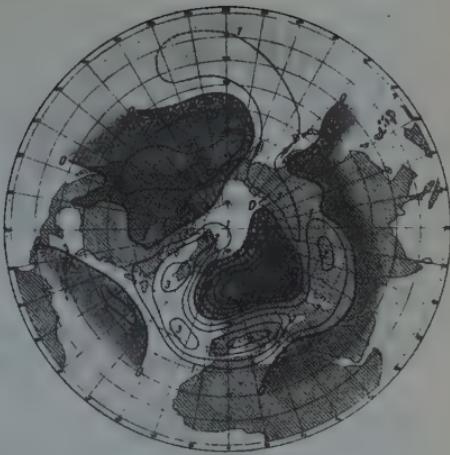


Fig. 4b.

25. bis 26. Okt., 14. bis 15. Nov. usw.
Mit umgekehrtem Vorzeichen:
4. bis 5. Nov., 24. bis 25. Nov. usw.

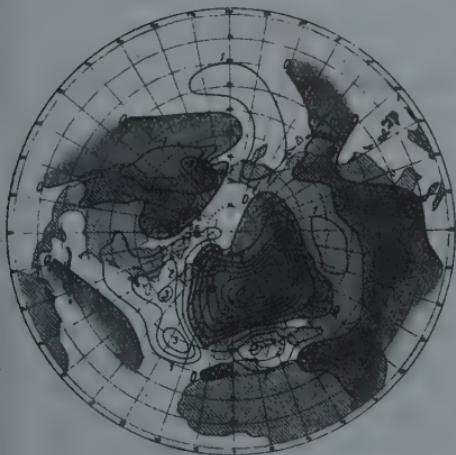


Fig. 4c.

28. Okt., 17. Nov. usw.
Mit umgekehrtem Vorzeichen:
7. Nov., 27. Nov. usw.



Fig. 4d.

30. bis 31. Okt., 19. bis 20. Nov. usw.
Mit umgekehrtem Vorzeichen:
9. bis 10. Nov., 29. bis 30. Nov. usw.

Vier Zustandskarten der 20tägigen Druckwelle 1928/29 in Abständen von $2\frac{1}{2}$ zu $2\frac{1}{2}$ Tagen
(Maßstab 1 : 50000000)

untersuchten Intervalls, die in Fig. 5 dargestellt ist, superponieren würde in zehntägigem Wechsel in dem Hauptwirkungsgebiet der Welle einmal ein Hoch-, dann ein Tiefdruckgebiet, dann wieder hoher Druck usw. Um zu beurteilen, bis zu welchem Grade diese Folgerung zu Recht besteht, kann man die Isallobaren der zehn Tage voneinander abliegenden Wetterkarten bilden, wie dies z. B. in den Fig. 6 und 7 für den 17. und 27. Dezember 1928 bzw. 27. Dezember 1928 und 6. Januar 1929 ausgeführt worden ist, und man erkennt, daß in der Tat das fragliche Gebiet durch diese 20tägige Welle vollständig beherrscht worden ist. In einer ausführlicheren Darstellung dieser ganzen Untersuchungen des Winters 1928/29 wird an anderer Stelle auf diese Fragen und auf die Temperaturverhältnisse näher eingegangen werden.

Man kann den ganzen Vorgang auffassen als den in 20tägigem Rhythmus erfolgenden allmählichen Auf- und Wiederabbau eines Hochdrucks über dem

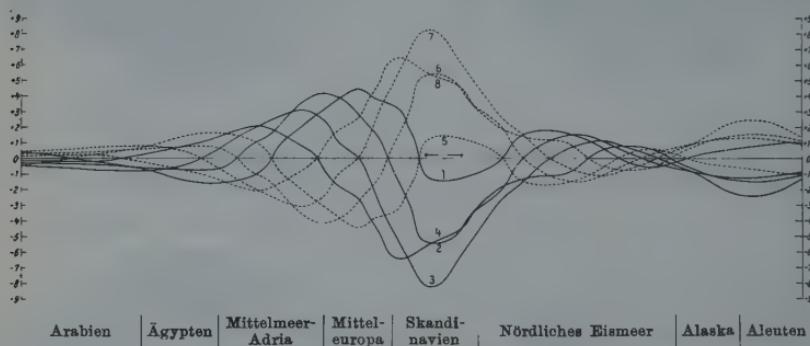


Fig. 8. Schnitt durch die 20tägige Welle

zentralen Pulsationsgebiet um die Barentssee; die Ringbildung um dieses Gebiet entspricht dem von Myrbach*) für den Winter 1913/14 angenommenen „Ein- und Ausatmungsgürtel“. Eine gute Vorstellung des Vorganges bietet der in Fig. 8 angegebene Schnitt längs der Linie I (Fig. 2). Die Welle zeigt den Zerfall des Hochdruckes (Zustand 7) über 8, wo schon die Trennung in einen südlichen und einen nördlichen Zweig angedeutet ist. Die nächstfolgende Schnittkurve 1 (= 9) zeigt die nach beiden Seiten (bzw. räumlich, ringförmig) abwandernden Hochdruckzonen, wobei der nach Mitteleuropa und dem Mittelmeer gerichtete Zweig stark überwiegt. Die Theorie des Zerfalls eines derartigen Hochdruckkerns in ringförmige Zonen ist noch nicht entwickelt, Andeutungen zu ihrer Aufstellung hat Exner**), allerdings nur für eine Koordinatenrichtung, gegeben.

*) Dr. O. Myrbach: Das Atmen der Atmosphäre usw. Ann. d. Hydrogr. u. mar. Met. (1926), z. B. Tafel 5, Bilderreihe 4A, c, 10. I. 1914.

**) F. M. Exner: Studien über die Ausbreitung kalter Luft auf der Erdoberfläche. Wiener Sitz.-Ber. 1918, S. 795.

Über einige meteorologische Begriffe

Von Otto Tetens

Die verschiedenen meteorologischen Feuchte-Begriffe werden zusammengestellt. Das Poissonsche Gesetz bei adiabatischen Zustandsänderungen wird für das ganze Trockenstadium als gültig bewiesen. Da namentlich die aerologischen Forschungsstätten nur spärlich vorhanden sind und nur stichprobenweise arbeiten können, ist es wichtig, zwischen zwei entsprechenden markanten Punkten benachbarter Aufstiege die Zustandsbahnen einzuschalten. Formeln und zeichnerische Hilfsmittel werden hierzu angegeben und dabei besonders Entropie, Wasserdampfgehalt und Luftdichte berücksichtigt.

Aerologische Beobachtungen sind wohl fast ausnahmslos nur Stichproben mit großen Zwischenzeiten und Zwischenräumen. Es bleibt daher eine wichtige Aufgabe, den Zustandsverlauf der atmosphärischen Schichten in den weiten räumlichen und zeitlichen Lücken zwischen den einander entsprechenden markanten Punkten benachbarter Aufstiege zu interpolieren. Hierbei spielen zwei Begriffe eine besondere Rolle, weil sie als Kennzeichen entsprechender Luftkörper und als Anhalt zur Beurteilung ihrer Veränderungen nützliche Dienste leisten, der Wasserdampfgehalt und die Entropie.

Wenn irgend ein individueller Luftkörper abgekühlt oder erwärmt, ausgedehnt oder zusammengedrückt wird, bleibt, solange sich sein Wasserdampfgehalt nicht ändert, das Druckverhältnis $\mathfrak{I} = e : B$ ungeändert; e ist hierbei der Dampfdruck, B der gesamte Druck der feuchten Luft, beide in einer und derselben, aber beliebigen Einheit gemessen. Diese Größe \mathfrak{I} können wir geradezu als die Individualität des Luftkörpers bezeichnen, solange für die regelmäßige aerologische Beobachtung keine anderen Beimischungen von wesentlicher Bedeutung in Frage kommen. Man könnte die Größe \mathfrak{I} auch den Charakter der Luftsäume nennen oder mit einem deutschen Wort die Eigenheit.

Statt dieses individuellen Druckverhältnisses \mathfrak{I} werden nun meist andere Größen benutzt, die von \mathfrak{I} abzuleiten sind. Diese abgeleiteten Begriffe mögen hier sogleich kurz zusammengestellt werden.

1. Um die vom Gefrierpunkt an gerechnete Wärmemenge, die eine feuchte Luftsäume in sich enthält, zu kennzeichnen, kann man die Korrektion \mathfrak{K} in Graden Celsius angeben, die erforderlich wäre, um ihre Temperatur auf die Äquivalenttemperatur zu bringen, wenn sich also der in ihr enthaltene Wasserdampf vollständig kondensierte. Man hat zur Berechnung von \mathfrak{K} die Näherungsformel*):

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{I} \cdot k \text{ Grad Celsius.}$$

*) Vgl. Robitzsch: Die Arbeiten des Aeron. Obs. Lindbg., Band XVI, Heft C.

Hierin ist $k = 1570^{\circ}$ C, wenn Wasser von 0° C als Ausgangspunkt dient, dagegen $k = 1780^{\circ}$ C, wenn statt dessen Eis von 0° C als Ausgangspunkt dient.

2. Könnte man den in einer feuchten Luftmasse enthaltenen Wasserdampf von der trockenen Luft trennen, so würde bei gleichem Druck der beiden Anteile ihr Raumverhältnis

$$\mathfrak{L} = \frac{e}{B - e} = \frac{\mathfrak{J}}{1 - \mathfrak{J}},$$

so daß auf 1 Liter feuchter Luft $(1 - \mathfrak{J})$ Liter trockener Luft und \mathfrak{J} Liter Wasserdampf käme, auf 1 Liter der trockenen Luft aber \mathfrak{L} Liter Wasserdampf.

3. Da das spezifische Gewicht des Wasserdampfes 623/1000 von dem der trockenen Luft beträgt, wäre das Massenverhältnis der beiden getrennten Anteile

$$\mathfrak{M} = 0.623 \quad \mathfrak{L} = 0.623 \frac{\mathfrak{J}}{1 - \mathfrak{J}}.$$

Diese Größe wird gewöhnlich das Mischungsverhältnis genannt.

4. Das Massenverhältnis q zwischen dem Wasserdampf und der feuchten Luft, in der er enthalten ist, beträgt

$$\frac{0.623 \cdot \mathfrak{J}}{1 - 0.377 \mathfrak{J}};$$

ähnlich, wie sich bei der relativen Feuchte der Gebrauch von Prozenten eingebürgert hat, pflegt man dieses Massenverhältnis in Promille anzugeben, also etwa in Gramm auf das Kilogramm; wir verwenden deswegen auch hier nicht das reine Massenverhältnis q , sondern dessen tausendfachen Betrag, und rechnen mit

$$\mathfrak{N} = \frac{623 \mathfrak{J}}{1 - 0.377 \mathfrak{J}}.$$

Diese Größe pflegt man spezifische Feuchte zu nennen. Wegen des geringen Betrages von \mathfrak{J} wird bei \mathfrak{M} und q der Divisor gewöhnlich weggelassen. Beide Größen werden dann gleich 0,623 \mathfrak{J} , ferner wird $\mathfrak{N} = 623 \mathfrak{J}$. Ebenso wird, wie z. B. in der Formel für \mathfrak{K} , \mathfrak{J} häufig an Stelle von \mathfrak{L} verwendet.

Wie man sieht, sind alle vier Begriffe \mathfrak{K} , \mathfrak{L} , \mathfrak{M} und \mathfrak{N} einfache Funktionen des Druckverhältnisses $\mathfrak{J} = e : B$, insbesondere also von der Temperatur unabhängig, auch von der Einheit, mit der die Druckwerte angegeben werden. Endlich spielt auch die Größe der betrachteten Luftmasse bei diesen Begriffen weder nach ihrem Volumen noch nach ihrer Masse eine Rolle. Abgesehen von der Schiebung im Dezimalsystem besitzen sie alle vier demnach sozusagen einen absoluten Charakter. Merkwürdigerweise gilt dies nun gerade nicht für denjenigen Feuchtebegriff, der als absolute Feuchte bezeichnet wird. Hierfür hat man den Ausdruck

$$A = 0.623 e \cdot \frac{464}{T} = 0.623 e \cdot \frac{1.70}{1 + \frac{t}{273}} = \frac{1.06 e}{1 + \frac{t}{273}} = \frac{289 e}{T}.$$

A ist hier die Wasserdampfmenge in Gramm aufs Kubikmeter feuchter Luft, t ist die Temperatur in Grad Celsius, e der Dampfdruck in Millimeter Quecksilber. Es sind hier also im ganzen vier Maßeinheiten anzugeben. Der Zahlenwert 1.70 im zweiten Ausdruck für A ist das Gewicht eines Kubikmeters trockener Luft pro Millimeter Quecksilber bei 0° C, nämlich 1293/760 oder 1276/750.

Der entsprechende Anteil trockener Luft am Kubikmeter feuchter Luft ist

$$D - A = (B - e) \cdot \frac{464}{T} = (B - e) \frac{1.70}{1 + \frac{t}{273}},$$

wenn B und e in Millimeter Hg ausgedrückt sind. Somit wird der Gesamtbetrag, die sogenannte Dichte feuchter Luft:

$$D = (B - 0.377e) \cdot \frac{464}{T} = (B - 0.377e) \cdot \frac{1.70}{1 + \frac{t}{273}}.$$

Übrigens ist die „absolute Feuchte“ A vom Luftdruck B nicht unmittelbar abhängig, sondern nur insofern, als der Dampfdruck e einen Teil von B bildet, und insofern, als die Temperatur einer Luftmasse von ihrem Druck B abhängt. Ferner hat man $A/D = \mathfrak{N}/1000 = 0.623 \cdot \mathfrak{J}/(1 - 0.377 \mathfrak{J})$.

Das Verhältnis der „absoluten Feuchte“ zur Luftdichte ist also ebenso wie die Größen \mathfrak{N} und \mathfrak{J} unabhängig von der Temperatur und von den Maßeinheiten.

Alle diese Größen werden nicht unmittelbar gemessen, zu ihrer Ermittlung dient vielmehr die relative Feuchte. Dieser Begriff wird durch die Formel bestimmt:

$$F : 100 = e : E.$$

Hierin ist F die relative Feuchte, E die der jeweiligen Temperatur entsprechende Maximalspannkraft des Wasserdampfes, die den Wert von e für Sättigung angibt, wenn also F den Wert 100 besitzt. Den Zusammenhang zwischen E und der Temperatur t stellt die Formel von Magnus dar:

$$\log E = \frac{tu}{t+v} + w.$$

Aus den neueren Bestimmungen, wie sie z. B. von Robitzsch an dem eben angegebenen Orte zusammengestellt sind, finde ich folgende Werte für die drei Koeffizienten dieser Formel:

$$u = 9.5 \text{ über Eis}, \quad v = 265.5 \text{ über Eis}, \quad w = 0.6609 \text{ (} E \text{ in Millimeter)}, \\ u = 7.5 \text{ über Wasser}, \quad v = 237.3 \text{ über Wasser}, \quad w = 0.7858 \text{ (} E \text{ in mbar)}.$$

Mit diesen Werten habe ich die Tabelle 1 auf S. 300 und 301 berechnet, aus der man zu jedem beobachteten Temperaturgrad den Wert von E in Millimeter Hg entnehmen kann. Der Zahlenwert für w ist über Eis und Wasser nicht verschieden, er bezeichnet den Wert des $\log E$ für den Gefrierpunkt. E hat bei dieser Temperatur den Wert $E_0 = 4.58 \text{ mm}$ (oder 6.107 mbar).

Ist zugleich Temperatur und relative Feuchte einer Luftmenge bestimmt, so ergibt sich mit Hilfe der Größe E , die man nach dieser Formel oder aus der Tabelle oder einer hier nach gezeichneten Kurve entnehmen kann, der Wert des Dampfdrucks e nach der Formel

$$e = E \cdot F/100.$$

Tabelle 1
Maximale Dampfspannung E über Wasser

$^{\circ}\text{C}$	mm Hg	$^{\circ}\text{C}$	mm	$^{\circ}\text{C}$	mm	$^{\circ}\text{C}$	mm
+ 60	149.5	+ 20	17.53	— 20	0.935	— 60	0.0133
59	142.7	19	16.48	21	0.857	61	0.0116
58	136.1	18	15.48	22	0.784	62	0.0102
57	129.9	17	14.53	23	0.718	63	0.0089
56	123.8	16	13.64	24	0.656	64	0.0078
55	118.1	15	12.79	25	0.599	65	0.0068
54	112.5	14	11.99	26	0.547	66	0.0059
53	107.2	13	11.23	27	0.499	67	0.0051
52	102.1	12	10.52	28	0.454	68	0.0044
51	97.2	11	9.84	29	0.414	69	0.0038
+ 50	92.5	+ 10	9.21	— 30	0.376	— 70	0.0033
49	88.0	9	8.61	31	0.342	71	0.0029
48	83.7	8	8.04	32	0.310	72	0.0025
47	79.6	7	7.51	33	0.281	73	0.0021
46	75.6	6	7.01	34	0.255	74	0.0018
45	71.9	5	6.54	35	0.231	75	0.0016
44	68.2	4	6.10	36	0.209	76	0.0013
43	64.8	3	5.68	37	0.189	77	0.0011
42	61.5	2	5.29	38	0.170	78	0.0010
41	58.3	+ 1	4.92	39	0.153	79	0.0008
+ 40	55.3	± 0	4.58	— 40	0.138	— 80	0.0007
39	52.4	— 1	4.26	41	0.124		
38	49.7	2	3.96	42	0.112		
37	47.1	3	3.67	43	0.100		
36	44.5	4	3.41	44	0.090		
35	42.2	5	3.16	45	0.080		
34	39.9	6	2.93	46	0.072		
33	37.7	7	2.71	47	0.064		
32	35.7	8	2.51	48	0.057		
31	33.7	9	2.32	49	0.051		
+ 30	31.8	— 10	2.14	— 50	0.046		
29	30.0	11	1.98	51	0.041		
28	28.3	12	1.83	52	0.036		
27	26.7	13	1.68	53	0.032		
26	25.2	14	1.55	54	0.028		
25	23.8	15	1.43	55	0.025		
24	22.4	16	1.31	56	0.022		
23	21.1	17	1.21	57	0.019		
22	19.8	18	1.11	58	0.017		
21	18.6	19	1.02	59	0.015		
+ 20	17.5	— 20	0.93	— 60	0.013		

Tabelle 1 (Fortsetzung)
Maximale Dampfspannung E über Eis.

$^{\circ}\text{C}$	mm	$^{\circ}\text{C}$	mm	$^{\circ}\text{C}$	mm	$^{\circ}\text{C}$	mm
0	4.58	— 20	0.771	— 40	0.095	— 60	0.0077
— 1	4.22	21	0.700	41	0.084	61	0.0067
2	3.88	22	0.635	42	0.075	62	0.0058
3	3.57	23	0.575	43	0.067	63	0.0051
4	3.28	24	0.521	44	0.059	64	0.0044
5	3.01	25	0.471	45	0.053	65	0.0038
6	2.76	26	0.426	46	0.047	66	0.0033
7	2.53	27	0.385	47	0.041	67	0.0028
8	2.32	28	0.348	48	0.037	68	0.0024
9	2.13	29	0.313	49	0.032	69	0.0021
— 10	1.95	— 30	0.282	— 50	0.029	— 70	0.0018
11	1.78	31	0.254	51	0.025	71	0.0016
12	1.63	32	0.229	52	0.022	72	0.0013
13	1.49	33	0.205	53	0.020	73	0.0011
14	1.36	34	0.184	54	0.017	74	0.0010
15	1.24	35	0.165	55	0.015	75	0.0008
16	1.13	36	0.148	56	0.013	76	0.0007
17	1.03	37	0.133	57	0.012	77	0.0006
18	0.93	38	0.119	58	0.010	78	0.0005
19	0.85	39	0.106	59	0.009	79	0.0004
— 20	0.77	— 40	0.095	— 60	0.008	— 80	0.0004

Ist auch noch der Luftdruck B ermittelt, so findet man die Größe \mathfrak{I} nach der Formel

$$\mathfrak{I} = e/B = \frac{EF}{100B}.$$

Die vier Größen \mathfrak{K} , \mathfrak{L} , \mathfrak{M} , \mathfrak{N} sind leicht aus \mathfrak{I} zu ermitteln. Die folgende Zahlentabelle 2 wird hierbei gute Dienste tun, ebenso die Tabelle 3.

Um ein anschauliches Gedankenbild zu gewinnen, wollen wir uns ein dreiachsiges Koordinatensystem vorstellen, das nicht mit irgend einem in der Erdatmosphäre liegenden verwechselt werden darf, sondern das jedem zur aerologischen Beobachtung gelangenden Punkt der Atmosphäre nach seinen jeweiligen drei Beobachtungselementen (Temperatur, relative Feuchte und Luftdruck) einen bestimmten Punkt in diesem System anzugeben erlaubt, den er bei eintretenden Zustandsänderungen mit einem andern zu vertauschen hat.

Zwischen den beiden meteorologischen Beobachtungswerten 1 und 2, nämlich den beiden Triaden T_1, F_1, B_1 und T_2, F_2, B_2 sei so zu interpolieren, daß die Zustandsbahn in unserem dreidimensionalen Koordinatensystem zunächst vom ersten Punkte aus auf der Schnittlinie der beiden durch ihn gelegten Flächen gleicher Entropie und Individualität liegt, dann zu der Schnittlinie der beiden durch den zweiten Punkt gelegten entsprechenden Flächen übergeht, um auf

dieser neuen Schnittlinie den zweiten Punkt zu erreichen. Wir wollen die laufenden Werte auf diesen Flächen und auf deren Schnittlinien mit eingeklammerten Marken (1) und (2) bezeichnen.

Tabelle 2.

$\frac{\mathfrak{J}}{2}$	$(\mathfrak{E}-\mathfrak{D})$	\mathfrak{E}	$(\mathfrak{E}-\mathfrak{D})$	$\mathfrak{R}_{(\text{Eis})}$	$\mathfrak{R}_{(\text{Wasser})}$	\mathfrak{M}	\mathfrak{N}	\mathfrak{M}	\mathfrak{E}	$\frac{1000 \mathfrak{M}}{\mathfrak{E}-\mathfrak{D}}$
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0	0.0	0.000	0.0	0.000	0.000	0.0
0.0010	0.0000	0.0010	0.0000	1.8	1.6	0.001	0.6	0.001	0.002	0.0
0.0020	0.0000	0.0020	0.0000	3.6	3.1	0.001	1.2	0.002	0.003	0.0
0.0030	0.0000	0.0030	0.0000	5.3	4.7	0.002	1.9	0.003	0.005	0.0
0.0040	0.0000	0.0040	0.0000	7.1	6.3	0.002	2.5	0.004	0.006	0.0
0.0050	0.0000	0.0050	0.0000	8.9	7.8	0.003	3.1	0.005	0.008	0.0
0.0060	0.0000	0.0060	0.0000	10.7	9.4	0.004	3.7	0.006	0.010	0.0
0.0070	0.0000	0.0070	0.0000	12.5	11.0	0.004	4.3	0.007	0.011	0.0
0.0080	0.0001	0.0080	0.0001	14.2	12.6	0.005	5.0	0.008	0.013	0.1
0.0090	0.0001	0.0090	0.0001	16.0	14.1	0.006	5.6	0.009	0.014	0.1
0.0100	0.0001	0.0100	0.0001	17.8	15.7	0.006	6.2	0.010	0.016	0.1
0.0120	0.0001	0.0120	0.0001	21.4	18.8	0.007	7.4	0.012	0.019	0.1
0.0140	0.0002	0.0140	0.0002	24.9	22.0	0.009	8.6	0.014	0.022	0.2
0.0160	0.0003	0.0160	0.0003	28.5	25.1	0.010	9.9	0.016	0.026	0.3
0.0180	0.0003	0.0180	0.0003	32.0	28.3	0.011	11.1	0.018	0.029	0.3
0.0200	0.0004	0.0200	0.0004	35.6	31.4	0.012	12.3	0.020	0.032	0.4
0.0220	0.0005	0.0220	0.0005	39.2	34.5	0.014	13.5	0.022	0.035	0.5
0.0240	0.0006	0.0240	0.0006	42.7	37.7	0.015	14.8	0.024	0.038	0.6
0.0260	0.0007	0.0260	0.0007	46.3	40.8	0.016	15.9	0.026	0.042	0.7
0.0280	0.0008	0.0280	0.0008	49.8	44.0	0.017	17.2	0.028	0.045	0.8
0.0300	0.0009	0.0300	0.0009	53.4	47.1	0.019	18.3	0.030	0.048	0.9
0.0320	0.0011	0.0320	0.0010	57.0	50.2	0.020	19.6	0.032	0.051	1.0
0.0340	0.0012	0.0340	0.0011	60.5	53.4	0.021	20.8	0.034	0.054	1.1
0.0360	0.0013	0.0360	0.0012	64.1	56.5	0.022	22.0	0.036	0.058	1.2
0.0380	0.0015	0.0380	0.0013	67.6	59.7	0.024	23.1	0.038	0.061	1.4
0.0400	0.0017	0.0400	0.0015	71.2	62.8	0.025	24.4	0.040	0.064	1.5
0.0450	0.0021	0.0450	0.0018	80.1	70.6	0.028	27.3	0.045	0.072	1.9
0.0500	0.0027	0.0500	0.0024	89.0	78.5	0.031	30.2	0.050	0.080	2.4
0.0550	0.0032	0.0550	0.0029	97.9	86.4	0.034	33.2	0.055	0.088	2.9
0.0600	0.0038	0.0600	0.0034	106.8	94.2	0.037	36.1	0.060	0.096	3.4
0.0650	0.0045	0.0650	0.0040	115.7	102.0	0.040	38.9	0.065	0.104	4.0
0.0700	0.0052	0.0700	0.0046	124.6	109.9	0.044	41.8	0.070	0.112	4.6
0.0750	0.0060	0.0750	0.0052	133.5	117.8	0.047	44.7	0.075	0.120	5.2
0.0800	0.0069	0.0800	0.0059	142.4	125.6	0.050	47.5	0.080	0.128	5.9
0.0850	0.0078	0.0850	0.0066	151.3	133.4	0.053	50.3	0.085	0.136	6.7
0.0900	0.0088	0.0900	0.0074	160.2	141.3	0.056	53.0	0.090	0.144	7.4
0.0950	0.0099	0.0950	0.0082	169.1	149.2	0.059	55.9	0.095	0.152	8.2
0.1000	0.0111	0.1000	0.0090	178.0	157.0	0.062	58.6	0.100	0.160	9.1

Das hier betrachtete Stadium des Wasserdampfgehalts der atmosphärischen Luft, in dem sie noch mehr Wasserdampf aufzunehmen vermag, ohne ihn zu

Tabelle 3. Genaue und genäherte Beziehungen zwischen den Feuchtwerten \mathfrak{J} , \mathfrak{K} , Ω , \mathfrak{M} , \mathfrak{N} .

Raumverhältnis Wasser dampf feuchte Luft	$\frac{\mathfrak{J}}{B} = \frac{e}{B}$	\mathfrak{J}	$k \frac{\mathfrak{J}}{1-\mathfrak{J}} = k(\mathfrak{J} + \mathfrak{J}^2)$	$\frac{\mathfrak{J}}{1-\mathfrak{J}} = \mathfrak{J} + \mathfrak{J}^2$	$0.623 \frac{\mathfrak{J}}{1-\mathfrak{J}} = 0.623 \cdot \frac{5}{8} (\mathfrak{J} + \mathfrak{J}^2)$	$\frac{623 \mathfrak{J}}{1-0.377 \mathfrak{J}} = 623 \mathfrak{J} + 285 \mathfrak{J}^2$
Aquivalente Korrektion d. Temperatur	$\mathfrak{R} = k\Omega$	\mathfrak{R}	$\frac{\mathfrak{R}}{k+\mathfrak{R}}$	Ω	$\frac{\mathfrak{R}}{k}$	$\frac{\mathfrak{R}}{k}$
Wasser dampf feuchte Luft	$\mathfrak{J} = \frac{e}{B}$	\mathfrak{J}	$\frac{\Omega}{1+\Omega} = \Omega(1-\Omega) = \Omega - \Omega^2$	$k \Omega$	Ω	$\frac{\mathfrak{R}}{1000 \mathfrak{R}}$
Raumverhältnis Wasser dampf feuchte Luft	$\Omega = \frac{e}{B-e}$	Ω	$1000 \mathfrak{x} \mathfrak{M} = \frac{8}{5} k \mathfrak{M}$	$\frac{\mathfrak{M}}{0.623} = \frac{8}{5} \mathfrak{M} = 1.6 \mathfrak{M}$	\mathfrak{M}	$\frac{623 \Omega}{1+0.623 \Omega} = \frac{5000 \Omega}{(623 \Omega)^2}$
Massenverhältnis Wasser dampf feuchte Luft	$\mathfrak{M} = \frac{e}{B-e}$	\mathfrak{M}	$\frac{\mathfrak{M}}{0.623 + \mathfrak{M}} = \frac{8 \mathfrak{M}}{5 + 8 \mathfrak{M}}$	$\frac{8}{5} - \frac{\mathfrak{M}}{1000 - \mathfrak{M}}$	$\frac{\mathfrak{M}}{1000 - \mathfrak{M}} = \frac{\mathfrak{M}}{1000} + \left(\frac{\mathfrak{M}}{1000} \right)^2$	\mathfrak{M}
			$= \frac{8}{5000} \mathfrak{M} - \frac{24}{25} \cdot \frac{\mathfrak{M}^2}{1000000}$	$= 1.6 \frac{\mathfrak{M}}{1000} \left(1 + \frac{\mathfrak{M}}{1000} \right)$		

Hier ist, wenn von Eis im Gefrierpunkt ausgegangen wird: $x = 2.84$, $k = 1780^\circ \text{C}$, $\mathfrak{M} = 2.52$, $\mathfrak{M} = 1570^\circ \text{C}$ } oder $5000 z = 8 k$.
 " " " " Wasser " " " " ; $x = 2.52$, $k = 1570^\circ \text{C}$ }

kondensieren, wird Trockenstadium genannt; dabei wird*) die Poissonsche Gleichung bei adiabatischen Vorgängen, also bei unveränderter Entropie, für dieses Stadium in erster Annäherung als gültig bezeichnet. In der Tat trifft dies bei Benutzung der gebräuchlichen Zahlenwerte für die Konstanten sogar mit voller Strenge zu, wie sich folgendermaßen leicht zeigen läßt.

Die spezifische Wärme bei konstantem Druck für trockene Luft, für reinen Wasserdampf und für eine Mischung aus diesen beiden, die feuchte Luft, sei mit c_l , c_w , c_m bezeichnet. Entsprechend seien auch die dazu gehörigen Werte der Gaskonstante R_l , R_w , R_m genannt. Dann hat man die strenge Formel:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{B_0}{B} \right)^{\frac{A R_m}{c_m}} = \left(\frac{B}{B_0} \right)^A \frac{(1-q) R_l + q R_{tw}}{(1-q) c_l + q c_w}.$$

Hierin bezeichnet $q = \mathfrak{N}/1000$ das Gewichts- oder Massenverhältnis zwischen dem Wasserdampf und der feuchten Luft, welches man auch — neben dem 1000 fachen seines Betrages — spezifische Feuchte nennt. Ist nun $R_w - R_l = \Delta R$, $c_w - c_l = \Delta c$, so hat man

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{B}{B_0} \right)^A \frac{R_l + q \Delta R}{c_l + q \Delta c}.$$

Da $\Delta R = 0.605 R_l = \frac{3}{5} R_l$, $\Delta c = 0.142 = \frac{1}{7}$, so findet sich endlich

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{B}{B_0} \right)^A R_l \frac{1 + \frac{3}{5} q}{c_l + \frac{1}{7} q}.$$

Da $c_l = 0.2375$ oder $7 c_l = 1.6625 = \frac{5}{3}$ und also $\frac{3}{5} c_l = \frac{1}{7}$, so hat man nicht nur für $q = 0$, sondern auch bei beliebiger Feuchtigkeit bis zur Sättigung

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{B}{B_0} \right)^{\frac{A R_l}{c_l}}.$$

Demnach kann man die Poissonsche Gleichung, solange es nicht zur Kondensation kommt, unabhängig vom Feuchtigkeitsgrade anwenden. Im folgenden werden wir daher unter dieser stillschweigenden Voraussetzung die Gleichung als unbeschränkt gültig ansehen. Die Konstanten dieser Formel lauten nach Exner $A R_l = 0.0685$ und $c_l = 0.2375$. Somit wird der Exponent gleich 0.288. Nun ist $0.286 = \frac{2}{7}$; wegen der Ungenauigkeit der benutzten Zahlenwerte kann man also die Poissonsche Gleichung ohne Bedenken in folgender Form schreiben, die sich übrigens auch mit Benutzung des Wertes $\kappa = 1,400$ ergibt, wenn man statt des Ausdrückes $A R_l/c_l$ den gleichwertigen Ausdruck $(\kappa - 1)/\kappa$ wählt:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{B}{B_0} \right)^{\frac{2}{7}}$$

*) Z. B. Exner: Dynamische Meteorologie, S. 14.

Die Bedingung für gleiche Entropie lautet dann:

$$\frac{B_{(1)}^2}{T_{(1)}^7} = \frac{B_1^2}{T_1^7} \text{ und } \frac{B_{(2)}^2}{T_{(2)}^7} = \frac{B_2^2}{T_2^7} \quad \dots \quad (1)$$

Zufolge der bekannten Definition der relativen Feuchte $F = 100 e/E$, und wenn als Individualität $\mathfrak{I} = e/B$ genommen wird, lautet ferner die Bedingung für gleiche Individualität:

$$\frac{B_{(1)}}{E_{(1)} F_{(1)}} = \frac{B_1}{E_1 F_1} \text{ und } \frac{B_{(2)}}{E_{(2)} F_{(2)}} = \frac{B_2}{E_2 F_2} \quad \dots \quad (2)$$

Da die aerologischen Aufstiege mit Vorliebe zeichnerisch ausgewertet werden, wollen wir die hier zu verwendenden Koordinatensysteme so wählen, daß die zu zeichnenden Schnittlinien gerade werden, die Flächen also am einfachsten eben. Hierzu setzen wir

$$\left. \begin{aligned} x_T &= \log 273 - \log T; & y &= \log 100 - \log F \\ x_E &= \log E_0 - \log E = -\frac{t u}{t + v}; & z &= \log 1000 - \log B \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Dann lauten die Gleichungen der vier Flächen statt (1) und (2)

Für gleiche Entropie:

$$z_{(1)} - \frac{7}{3} x_{T(1)} = z_1 - \frac{7}{3} x_{T1} \quad \text{und} \quad z_{(2)} - \frac{7}{3} x_{T(2)} = z_2 - \frac{7}{3} x_{T2} \quad \dots \quad (4)$$

Für gleiche Individualität:

$$z_{(1)} - x_{E(1)} - y_{(1)} = z_1 - x_{E1} - y_1 \text{ und } z_{(2)} - x_{E(2)} - y_{(2)} = z_2 - x_{E2} - y_2 \quad (5)$$

Einen Überblick über die hier und später benutzten Temperaturfunktionen x_T , x_E , x_F , x_D sowie D'_E gewährt die Zusammenstellung Tabelle 4.

Die Formeln (4) sind lineare Gleichungen zwischen den beiden Veränderlichen z und x_T , so daß man in der Lage ist, hiernach ohne Rücksicht auf die Feuchte die zu beliebigen Temperaturwerten gehörigen Luftdruckwerte leicht zu ermitteln. Als Linien in zweidimensionaler Form betrachtet, stellen sie die sogenannten Adiabaten durch die gegebenen Punkte T_1, B_1 und T_2, B_2 dar. In dreidimensionaler Betrachtungsweise sind es zylindrische, und zwar nach der Wahl des Koordinatensystems mit x_T ebene Flächen, senkrecht zu den Ebenen gleicher relativer Feuchte. Wie aus den Ausführungen über die Poissonsche Gleichung hervorgeht, kann diese Stellung für das ganze sogenannte Trockenstadium angenommen werden.

Die Zustandswege sollen nun nicht nur auf den Flächen (4), sondern zugleich auf den durch die Formel (5) bestimmten Flächen liegen, die in dem anderen, durch x_E charakterisierten Koordinatensystem Ebenen sind. Aus den Gleichungen (4) und (5) können wir die z -Koordinate beseitigen: durch Subtraktion ergibt sich statt der Formel (5) ohne den Luftdruck

$$\left. \begin{aligned} y_{(1)} - y_1 &= \frac{7}{3} (x_{T(1)} - x_{T1}) - (x_{E(1)} - x_{E1}) \\ y_{(2)} - y_2 &= \frac{7}{3} (x_{T(2)} - x_{T2}) - (x_{E(2)} - x_{E2}) \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (6)$$

Tabelle 4

Zur Abkürzung setzen wir:

$$\begin{aligned}x_{F(1)} &= \frac{3}{7}x_{E(1)} - x_{T(1)} & x_{F_1} &= \frac{3}{7}x_{E_1} - x_{T_1} \\x_{F(2)} &= \frac{3}{7}x_{E(2)} - x_{T(2)} & x_{F_2} &= \frac{3}{7}x_{E_2} - x_{T_2}\end{aligned}\} \dots \quad (7)$$

Hiermit und nach (4) erhalten wir dann die beiden folgenden Formelpaare:

$$y_{(1)} - y_1 = -\frac{7}{2}(x_{F(1)} - x_{F_1}) \quad y_{(2)} - y_2 = -\frac{7}{2}(x_{F(2)} - x_{F_2}) \dots \quad (8)$$

$$z_{(1)} - z_1 = \frac{7}{2}(x_{T(1)} - x_{T_1}) \quad z_{(2)} - z_2 = \frac{7}{2}(x_{T(2)} - x_{T_2}) \dots \quad (9)$$

Diese beiden Formelpaare geben in geradliniger Form die Schnittlinien der beiden durch den Punkt 1 gelegten Flächen gleicher Entropie und Individualität und der beiden entsprechenden Flächen durch den Punkt 2. Auf diesen beiden Schnittlinien müssen sich die Beobachtungselemente der den Punkten 1 und 2 zugehörigen Luftmassen bewegen, solange diese Luftmassen weder ihren Wasserdampfgehalt noch ihren Wärmeinhalt gegen den Augenblick der Beobachtung geändert haben.

Für die Praxis habe ich nach diesen Formeln Zeichenblätter entworfen.

Auf jedem Blatte sind Leitlinien gezogen, und man hat einfach parallel zu diesen durch die betreffenden Beobachtungspunkte die den Formelpaaren (8) und (9) entsprechenden Striche zu ziehen.

Bei diesen Formeln ist vorausgesetzt, daß der Übergang von der Linie durch den Punkt 1 zu der Linie durch den Punkt 2 auf einmal erfolge. Nun ist es aber natürlich sehr wohl möglich, daß im einzelnen Falle Grund zu der Annahme vorliegt, daß sich der Übergang in mehreren Stufen vollzogen habe. Auch in solchen Fällen wären die entworfenen Eintrageblätter ohne weiteres brauchbar.

Bei der Überbrückung des eigentlich dreidimensionalen Zwischenraumes zwischen den Schnittlinien, wie er also nun auf den zwei Blättern in zweidimensionaler Darstellung erscheint, wird zunächst die Lage und sodann die Richtung zu bestimmen sein, in der die Brücke gelegt werden soll. Was die Lage betrifft, so sind hier neben häufig einzuschaltenden Pilotballonmessungen in erster Linie meteorologische Bodenbeobachtungen dazu geeignet, einen Anhalt für das Eintreten der in der Höhe vorgegangenen Änderungen und für die Änderungsgeschwindigkeit zu geben. Dabei kommen nicht nur die Aufzeichnungen dauernd schreibender Registrierapparate der drei hier behandelten Beobachtungselemente sowie der Luftströmungen in Frage, sondern Beobachtungen aller atmosphärischen Vorgänge, namentlich über Wolken und Niederschlag. Hierbei sei ausdrücklich an die noch immer nur wenig gepflegten photometrischen und Polarisationsbeobachtungen erinnert. Mit der zunehmenden Dichte des Luftverkehrs werden sich diese verschiedenartigen Mittel zur frühzeitigen Erkennung aerologischer Umwälzungen wohl von selbst immer mehr aufdrängen und so den Nachteil der weiten Maschen des aerologischen Beobachtungsnetzes zu verringern helfen.

Mit diesen oder anderen Hilfsmitteln wird der erfahrene Aerologe imstande sein, in einem der beiden Eintrageblätter auf der Geraden zwischen den beiden Beobachtungspunkten 1 und 2 den Punkt anzumerken, wo sie von der ebenfalls

geradlinig anzunehmenden Übergangsbrücke zwischen den parallelen Schnittlinien gekreuzt wird.

Sodann ist die Richtung zu bestimmen, in der die Brücke zu führen ist.

Liegt kein Anlaß vor, eines der drei Beobachtungselemente bei dem Übergang zwischen zwei Schnittlinien als konstant zu betrachten, so wird die Luftdichte einen Anhalt für die Brückenrichtung zu geben geeignet sein. Je nachdem man aus den anderweitigen meteorologischen Feststellungen auf einen ruhigen oder auf einen mit Dichteänderung verbundenen Übergang schließen kann, wird man nämlich den Übergang in die Richtung einer Fläche gleicher Dichte oder senkrecht dazu verlegen.

Zu diesem Zwecke habe ich auf den vier Eintrageblättern für den Luftdruck die Linien gleicher Luftdichte von 100 zu 100 g aufs Kubikmeter eingetragen. Die Formel für die von dem Dampfdruck e abhängige Luftdichte lautet (vgl. S. 299):

$$D_e = 1276 \cdot \frac{273}{T} \cdot \frac{B - 0.377 e}{1000}.$$

Zur leichteren Behandlung zerlegen wir diesen Wert in zwei Einzelbeträge, deren einer für ganz trockene Luft, $e = 0$, $F = 0$, gilt, und deren anderer die Verbesserung angibt, die erforderlich ist, um den tatsächlichen Dampfdruck e zu berücksichtigen. Man hat dann also:

$$D_e = D_0 + D'_e,$$

wobei nun

$$D_0 = 1276 \cdot \frac{273}{T} \cdot \frac{B}{1000} \quad \text{und} \quad D'_e = -1276 \cdot \frac{273}{T} \cdot \frac{0.377 e}{1000};$$

B und e sind hierin in mbar auszudrücken. Da nun $e = E \cdot F/100$, so wird

$$D'_e = -1.276 \cdot \frac{273}{T} \cdot 0.377 E \cdot \frac{F}{100}.$$

Setzen wir nun

$$D'_E = -1.276 \cdot \frac{273}{T} 0.377 E,$$

so wird D'_E eine reine Temperaturfunktion. Von den beiden Bestandteilen D_0 und D'_e ist jede nur von zwei Beobachtungselementen abhängig, und man hat zur Berechnung von D_e die Formel:

$$D_e = 3.48 \frac{B}{T} + \frac{F}{100} \cdot D'_E(T).$$

In logarithmischer Form wird also:

$$\log D_0 = \log 1.276 + x_T - z,$$

$$\log (-D'_E) = x_T - x_E + w + \log 1.276 + \log 0.377.$$

Denn wir hatten gesetzt:

$$\log 273 - \log T = x_T; \quad \log 1000 - \log B = z; \quad w - \log E = x_E.$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die Isoplethen für D_0 in einem von x_T abhängigen Koordinatensystem mit z als Ordinate parallele Gerade werden. Ich habe sie als solche auf die vier Eintrageblätter für den Druck gezeichnet, die dasselbe Koordinatensystem aufweisen. Was die Größe D'_E betrifft, so ist diese, da sie zur geradlinigen Darstellung eine Veränderliche $x_D = x_E - x_T$, also ein anderes System erforderte, hier in Form von etwas gekrümmten Linien mit dazu eingetragen worden. Sie wird bei den Temperaturen von 10 bis 20° unter dem Gefrierpunkt immer unmerklicher, erreicht aber bei Temperaturwerten von mehr als 20° über Null ziemlich starke Beträge, auf den beiden untersten Eintrageblättern dementsprechend eine recht beträchtliche Neigung gegen die dazu gehörigen Geraden für D_0 . Zwischen ihnen kann man die jedesmal in Frage kommende Neigung ohne Mühe nach den Beobachtungswerten F_1 und F_2 schätzen.

Mit Hilfe dieser Dichtelinien ist es hiernach ein leichtes, in der angegebenen Weise die Brücke zwischen den fraglichen Schnittlinien — je nachdem der Sprung ohne oder mit Dichteänderung erfolgt, in die Richtung der am betreffenden Eintrageort befindlichen Dichtelinien oder senkrecht zu ihnen — hinzulegen.

Wir haben hiermit gezeigt, wie die Bahn der Zustandsveränderung zwischen zwei einander entsprechenden markanten Punkten benachbarter aerologischer Aufstiege ermittelt werden kann, und haben damit unsere zunächst vorgesetzte Aufgabe erledigt. Handelt es sich um eine größere Reihe aufeinanderfolgender Interpolationen, die sich auf einen und denselben wiederholt gemessenen markanten Punkt beziehen, so können die vielen Parallellinien, die zum Teil sehr eng nebeneinander liegen werden, wenn nämlich die Entropie oder die Eigenheit nahezu unverändert geblieben sind, leicht zu unübersichtlicher Darstellung und Verwechslung führen. Es wird daher in solchen Fällen der Wunsch bestehen, insbesondere, wenn eine Darstellung nach der Zeit oder einer räumlichen Erstreckung und damit die Einführung einer neuen Dimension oder sogar mehrerer in Frage kommt, ein einfacheres und übersichtlicheres Verfahren zu finden. In demselben Sinne möchte auch die Überlegung wirken, daß es vielleicht wichtiger wäre, den Verlauf der Entropie oder des Wasserdampfgehalts, den wir als charakteristische Eigenheit jeder Luftmasse betrachten müssen, zu verfolgen, als die einzelnen drei Beobachtungselemente. Hiermit würde nämlich zugleich die Anzahl der zu verfolgenden Größen wenigstens um eine vermindert, so daß für die Darstellung zeitlicher oder räumlicher Koordinaten eine oder zwei Dimensionen frei würden.

Dies weiter auszuführen, ist der Platz nicht frei; so Viele drängt es, hier den Jubilar zu ehren. Er nimmt, so hoffe ich, auch dieses Bruchstück als Zeichen der Verehrung freundlich auf. Denn, wie ich glaube, wird es der Bedeutende mit Freuden stets als seine Pflicht empfinden, selbst Unbedeutendes zu prüfen, seinen Sinn zu suchen, die Begriffe zu begreifen und das schätzenswerte Neue, wie wenig es auch sei, nicht nur zu nützen, auch zu schätzen und zu schützen.

Über die Feinstruktur des Temperaturgradienten längs Berghängen

Von A. Wagner, Innsbruck — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird ein ventiliertes elektrisches Fernthermometer mit unmerklicher Einstelltrügheit beschrieben, welches auf Seilbahnen und im Flugzeug erprobt wurde. An Hand von einigen Meßfahrten mit der Seilbahn Innsbruck—Hafelekar (2270 m) werden charakteristische Einzelheiten des Temperaturverlaufs und der Temperaturunruhe längs des Berghanges in ihrer Abhängigkeit von der Tageszeit diskutiert.

Wohl keine Universitätsstadt hat so günstige Möglichkeiten, die meteorologischen Verhältnisse im Gebirge zu untersuchen, wie Innsbruck. Seitdem zwei Seilbahnen von Innsbruck einerseits auf die Nordkette (Hafelekar, 2270 m), andererseits auf die Berge südlich von Innsbruck (Patscherkofel, 1980 m) führen, kann man in knapp einer Stunde vom Zentrum der Stadt aus eine Seehöhe von 2300 m erreichen. Mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins wurden mehrere Untersuchungen, die sich auf die meteorologischen Besonderheiten im Gebirge beziehen, in die Wege geleitet und zum Teil bereits abgeschlossen. So wurden fünf meteorologische Stationen mit Registrierapparaten in verschiedener Höhe errichtet, deren nunmehr über ein Jahr fortlaufende Aufzeichnungen als Basis für mannigfaltige Untersuchungen dienen können. Die beiden Seilbahnverwaltungen stellten in dankenswerter Weise Dauerfreikarten für diese Messungen zur Verfügung.

An dieser Stelle soll kurz über einige ausgewählte Meßfahrten berichtet werden, welche die Kenntnis des Temperaturgradienten längs der Berghänge in seinen Einzelheiten und in seiner Abhängigkeit von Tageszeit, Jahreszeit und Wetterlage zum Ziele haben. Es wurde versucht, durch fortlaufende Messungen von der fahrenden Kabine aus ein möglichst genaues Bild von der Temperaturverteilung und ihren Schwankungen zu erhalten. Ähnliche Seilbahnversuche, jedoch zu anderen Zwecken und mit anderen Hilfsmitteln wurden bereits früher unter Benutzung der Seilbahn auf die Zugspitze von A. Schmauss veranlaßt und von A. Büdel*) ausgeführt (Juli 1927 bis Oktober 1928). Dieser befestigte Drachenapparate auf dem Dache der Fahrkabine und erhielt so zahlreiche Registrierkurven für die Berg- und Talfahrten.

Schon damals stellte sich die nicht unerhebliche Einstelltrügheit der Thermometerorgane als störend heraus: Auf- und Abstieg unterschieden sich systematisch — oft um 1 bis 2° C — und insbesondere war nach dem Verlassen des Bahnhofes ein Stück der Registrierung unbrauchbar, bis sich das Thermometer ungefähr

*) A. Büdel, Aerologische Zugspitzbahnaufstiege, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 16, 163.

auf Freilufttemperatur eingestellt hatte. In Innsbruck wäre dieser Umstand noch störender, weil hier vom Talboden bis zur Kammhöhe drei Abfahrtbahnhöfe in Betracht kommen.

Es gelang nach verschiedenen Versuchen ein Instrument zusammenzustellen, welches bei nahezu momentaner Einstellung eine verlässliche Ablesung von der fahrenden Kabine aus gestattet. Hierfür sind natürlich nur elektrische Thermometer brauchbar, wie sie in der Meteorologie schon wiederholt verwendet wurden. Thermoelemente kommen für den vorliegenden Zweck kaum in Betracht, da man hierzu empfindliche Galvanometer benötigt, die entweder eine feste Aufstellung oder Mikrometerablesung (Saitengalvanometer) erfordern. Widerstandsthermometer wurden in der Meteorologie eigentümlicherweise fast ausschließlich in der Weise benutzt, daß der Widerstandsdräht mit einer isolierenden Hülle versehen oder auf einen festen Zylinder aufgewickelt wurde, wodurch natürlich der Vorteil der raschen Einstellung wieder verlorengeht.

Erst nachträglich wurde ich darauf aufmerksam, daß bereits F. Albrecht*), Potsdam, Widerstandsthermometer mit frei gespanntem Platindraht zur Registrierung von kurzperiodischen Temperaturschwankungen mit gutem Erfolg benutzt hat. Nachfolgend eine kurze Beschreibung des in Innsbruck verwendeten Instrumentes.

In einem kräftigen Hartgummiring (Fig. 1) sind zwei koaxiale, vernickelte Rohre angeschraubt. In der Achse dieser Rohre ist ein Platindraht (14 cm lang, 0.02 mm dick, 45 Ohm) gespannt, dessen eines Endes mit einer Klemmschraube, das andere durch einen Querbügel mit dem inneren Schutzrohr leitend verbunden ist. Durch einen angelöteten Kupferdraht ist dieses innere Rohr mit der zweiten Klemmschraube verbunden. Es wird also das Schutzrohr als Rückleitung für den elektrischen Strom benutzt. Wenn auch ein frei gespannter dünner Draht nur geringen Strahlungseinfluß zeigt, so ist doch im vorliegenden Falle, in welchem der Platindraht durch ein Rohr gegen mechanische Eingriffe geschützt ist, eine Ventilation unbedingt notwendig. Durch diese wird nicht nur der Strahlungseinfluß sowie eine Erwärmung des Drahtes über Lufttemperatur durch den elek-

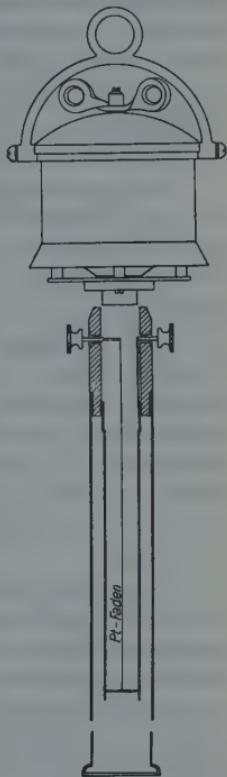


Fig. 1. Ventiliertes
Widerstandsthermometer

*) F. Albrecht: Über den Zusammenhang zwischen täglichem Temperaturgang und Strahlungshaushalt, Gerlands Beitr. 25, 1; ferner: Thermometer zur Messung der wahren Lufttemperatur, Meteorol. Zeitschr. 1927, S. 420. Vgl. auch Brückmann: Über Versuche mit elektrischen Thermometern, Meteorol. Zeitschr. 1920, S. 209.

trischen Strom vermieden, sondern auch die Einstellgeschwindigkeit erhöht. Der Ventilationskopf wurde einem etwa 1912 von Hartmann & Braun konstruierten ventilirten Fernthermometer entnommen, welches ursprünglich zur Messung der Gastemperatur im Freiballon diente. Dieser Ventilator hat eine Ablaufzeit von mehr als einer halben Stunde. Desgleichen konnte das zugehörige Anzeigegerät benutzt werden, ein „Kreuzspul-Ohmmeter“, dessen Skala bereits in Grad Celsius geteilt ist und welches die Stromquelle (einen Taschenakkumulator) bereits eingebaut enthält; es weist nur einen sehr geringen Einfluß der elektrischen Spannung auf. Für die Durchführung der Konstruktion bin ich den Herren Dr. J. Tagger und Dr. E. Ekhart zu Dank verpflichtet, letzterem auch für die Teilnahme an den Meßfahrten und das Zeichnen der Figuren.

Die Messungen wurden in der Weise ausgeführt, daß das elektrische Thermometer am Leitungskabel bis unter die fahrende Kabine herabgelassen wurde; das Ohmmeter kann durch einen Gurt über die Schultern gehängt werden und ruht auf der Brust in bequemer Sichtweite. Der Schreibblock war auf dem Anzeigegerät aufgespannt. Trotz der gelegentlichen Schwankungen der Kabine konnten die Ablesungen stehend auch bei voll besetzter Kabine völlig einwandfrei und sicher gemacht werden, wenn man sich nur so aufstellte, daß der Zeiger des Ohmmeters parallel zur Fahrtrichtung stand. Die Ablesungen wurden in rascher Aufeinanderfolge gemacht und aufnotiert, es ergab sich so etwa alle 5 Sekunden eine Ablesung. Gleichzeitig las ein zweiter Beobachter ein Aneroid ab; die wahren Seehöhen konnten daraus mit Hilfe einiger bekannter Höhen (Ausgangs- und Endpunkt, zwei Zwischenbahnhöfe und vier Stützen der Seilbahn) bequem interpoliert werden.

Da die Temperatur fast stets kleine Schwankungen aufweist, wurde grundsätzlich jener Stand abgelesen, der beim ersten Blick auf das Zeigerinstrument erfaßt wurde. Die Einstellzeit des Platinfadens und des Anzeigegerätes ist eine fast momentane, Halbwertzeit unter 1 Sekunde, so daß ungefähr bis zu dieser Grenze herunter Temperaturschwankungen erfaßt werden konnten. Dem Anschein nach genügte fast immer die Häufigkeit der Ablesungen (5 Sekunden), nur ausnahmsweise zeigte sich eine Überlagerung durch Schwankungen kürzerer Periode; zumeist war die Periodenlänge dieser Schwankungen erheblich größer als 5 Sekunden.

In Fig. 2 sind als Beispiel solcher Messungen vier Fahrten (zwei Berg- und zwei Talfahrten) vom 2. April 1930 dargestellt. Der erste Aufstieg ab Innsbruck (Kettenbrücke, 580 m) erfolgte um 8^h, Ankunft Hafelekar (2270 m) 8.50^h; Abfahrt 10.15^h, Ankunft Innsbruck 11^h; zweite Bergfahrt ab Innsbruck 15^h, an Hafelekar 15.40^h, Abfahrt 18.05^h, an Innsbruck 18.35^h. Um die Mittagszeit fand je ein weiterer Auf- und Abstieg statt, deren Ergebnisse aber, um die Figur nicht zu überladen, nicht wiedergegeben sind. Der Typus der Temperaturverteilung ist derselbe wie bei der ersten Talfahrt und der zweiten Bergfahrt in Fig. 2. Die dritte und vierte Kurve dieser Figur ist um 3° nach rechts verschoben.

Am Morgen des 2. April war der Himmel meist bedeckt, vormittags vollständige Ausheiterung, nachmittags Cu-Bildung, abends wieder klarer Himmel. Das Profil

der Fahrstrecke sowie die jeweilige Höhe der Fahrkabine über dem Boden ergibt sich aus Fig. 3 (zweifache Überhöhung). Von der Talsohle bis zur Hungerburg fährt die Kabine auf Schienen, so daß der Abstand des Thermometers nur wenig über 1 m betrug. Hier wurde das Thermometer immer auf der vorderen Plattform auf der von der Sonne abgekehrten Seite möglichst weit von der Waggonwand entfernt hinausgehalten. Zwischen Hungerburg und Hafelekár beträgt der Abstand vom Boden etwa 20 bis 30 m, nur bergwärts von der Seegrube geht er bis auf 70 m hinauf.

Aus Fig. 2 seien einige charakteristische Züge hervorgehoben: Vor allem muß gesagt werden, daß die Kurven kein Momentanbild darstellen, so daß die zeitlichen

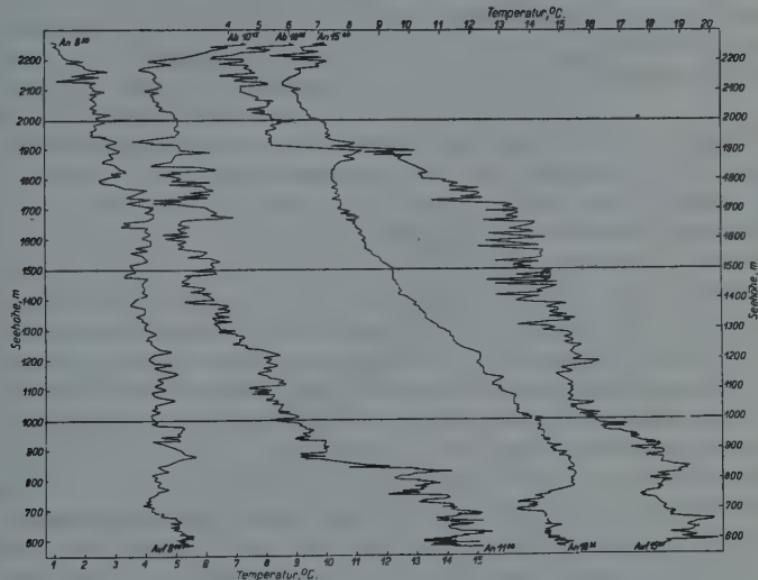


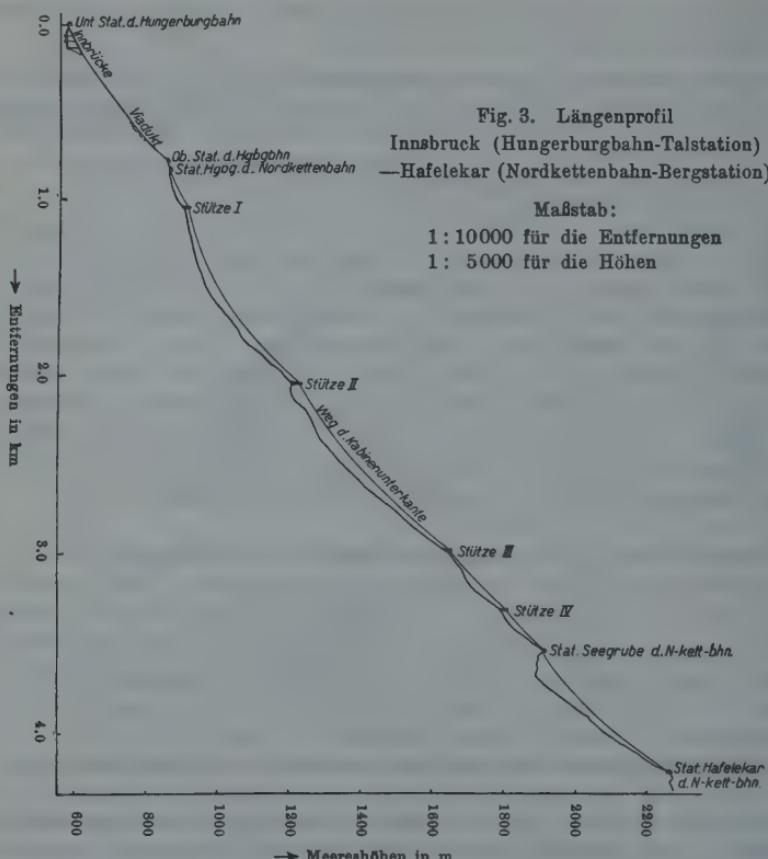
Fig. 2.

Temperaturverteilung längs des Hanges Innsbruck-Hafelekar am 2. April 1930

Temperaturänderungen, wie sie auch an einem festen Standort auftreten, auch hier im Vordergrunde stehen dürften: Erwärmte Luftmassen lösen sich vom Boden ab, strudeln empor und werden vom Winde vertragen. Durch die Verschiedenheit der Bodenkonfiguration und der Vegetation werden bei Bestrahlung erhebliche Unterschiede in der Oberflächentemperatur auftreten; auch die einzelnen Strombahnen werden unregelmäßiger gestaltet sein als in der Ebene, so daß hier am Hange auch noch in einiger Höhe über dem Boden größere Temperaturschwankungen zu erwarten sind als in gleicher Höhe über einer einheitlichen Ebene. Durch Vergleich der einzelnen Teilstücke der Fahrstrecke läßt sich auch der Einfluß des Abstandes vom Boden auf diese Temperaturunruhe beurteilen.

Der erste Aufstieg zeigt nur eine sehr geringe mittlere Temperaturabnahme von rund 4° zwischen Innsbruck und Hafelekar, Höhenunterschied 1700 m; die Temperaturunruhe ist verhältnismäßig klein; die Schwankungsperiode ziemlich groß. Im ganzen Höhenintervall ist der Verlauf recht einheitlich.

Wesentlich anders sind die Verhältnisse zwischen 10 und 11 Uhr. Die Temperaturunruhe ist bedeutend größer geworden, gleichzeitig auch die Temperatur-



abnahme mit der Höhe. Insbesondere auf der untersten Teilstrecke Kettenbrücke — Hungerburg hat die Temperatur sehr stark zugenommen, an der Talstation um 9° (in der Zeit von 8 bis 11 Uhr). Oberhalb der Hungerburg nimmt um 11 Uhr die Temperatur auf kleinem Höhenintervall sehr stark ab, von 14° auf der Hungerburg bis auf 9° nur 50 m höher. Dies ist natürlich nicht als vertikaler Temperaturgradient zu deuten; vielmehr hat sich bis 11 Uhr der steile, von der Hungerburg gegen S abfallende Hang durch die Sonnenstrahlung stark erwärmt und damit

auch die Luft unmittelbar darüber. Oberhalb der Hungerburg ist der Boden nur sanft geneigt, die Sonnenstrahlen fallen also nicht so steil ein, ferner ist jetzt der Abstand des Thermometers vom Boden erheblich größer, und schließlich ist die Strecke Hungerburg bis etwa 1600 m der Hauptsache nach mit Wald bedeckt, in welchem die Sonnenstrahlung bis 11 Uhr noch nicht besonders wirksam war.

Erst oberhalb 1600 m Seehöhe, über dem freien Almboden sind wieder die raschen Temperaturschwankungen sehr groß. Vor der Einfahrt in die Station Seegrube (1910 m) nähert sich die Fahrkabine bis auf einige Meter dem Boden, und gleichzeitig nimmt die Temperatur um etwa 1° zu. Bergwärts der Station liegt eine kleine Mulde, in welcher zumeist, wie auch in diesem Falle, ein Kaltluftsee aufgestaut ist; die Temperatur nimmt hier um $2\frac{1}{2}^{\circ}$ ab und steigt dann wieder mit zunehmender Höhe. Schließlich findet sich noch knapp unter der Endstation Hafelekar eine starke Temperaturzunahme mit der Höhe, die Fahrkabine nähert sich auch hier bis auf wenige Meter dem steil nach S abfallenden, also stark besonnten steinigen Hang.

Nun die Bergfahrt von 15 bis 15.40^h: Auch hier ist die Temperaturunruhe sehr groß; das Gebiet größter Schwankung liegt aber nicht mehr wie beim früheren Aufstieg zwischen 1700 und 1900 m (Almregion), sondern tiefer (1300 bis 1700 m), im Bereich des Waldes. Hier hat sich wohl durch die anhaltende Sonnenstrahlung die Luft in Wipfelhöhe allmählich stark erwärmt, das Niveau der Baumwipfel wirkt als Strahlungsfläche. Für die freie Almregion könnte angenommen werden, daß bereits eine schwache Luftbewegung die Überhitzung des Bodens herabsetzen muß; allerdings liegen Beobachtungen der Windstärke längs der Strecke nicht vor. In der Höhe der Hungerburg ist der starke Temperatursprung verschwunden, der Hang darunter hat sich nur mehr wenig erwärmt, im Mittel um $3\frac{1}{2}^{\circ}$; im Waldgebiet oberhalb der Hungerburg ist erst jetzt der kräftige Temperaturanstieg zu verzeichnen, der in 1000 m Seehöhe rund 7° seit 11 Uhr ausmacht.

Die früher erwähnte Temperaturanomalie unterhalb und oberhalb der Station Seegrube ist geblieben; desgleichen der Temperaturanstieg mit der Höhe knapp unterhalb der Endstation Hafelekar. Im großen und ganzen ist jetzt fast adiabatische Temperaturabnahme eingetreten: in 600 m 19° , 2100 m 6° , also eine Temperaturabnahme von 13° auf 1500 m Höhendifferenz ($0.87^{\circ}/100$ m). In der Waldregion ist die Temperatur gegenüber dieser mittleren Temperaturverteilung übernormal, der Temperaturüberschuß steigt bis auf etwa 4° in 1700 m und sinkt darüber rasch ab; dies hat zwischen 1700 und 1900 m einen scheinbaren stark überadiabatischen Gradienten zur Folge.

Die letzte Talfahrt schließlich (ab Hafelekar 18.05^h, an Kettenbrücke 18.35^h) zeigt nur mehr im obersten Stück stärkere Temperaturunruhe; von der Seegrube abwärts dagegen ist die Kurve im allgemeinen ganz erstaunlich ruhig (es ist zu bedenken, daß die vielfachen Stücke konstanter Temperatur meist durch eine ganze Reihe von Ablesungen, bis zu zehn, belegt sind). Bei dieser letzten Fahrt ist die Sonne hinter den Bergen verschwunden, der Hang liegt im Schatten, und damit hat auch die Temperaturunruhe zum größten Teil aufgehört.

Auch bei dieser Fahrt finden wir die unternormale Temperatur bergwärts der Seegrube, die übernormale knapp unter den Stationen Hafelekar und Seegrube, also dort, wo sich die Kabine dem natürlichen Boden nähert. Der Boden ist demnach auch jetzt noch wärmer als die Luft, dieser Unterschied genügt aber nicht mehr dazu, daß einzelne Luftmassen emporstrudeln. Der mittlere Temperaturgradient entspricht auch jetzt noch nahezu der Trockenadiabate, zwischen 900 und 2200 m beträgt er $0.85^{\circ}/100$ m.

Erwähnt sei noch die lokale Temperaturerniedrigung in der Höhe von 720 bis 750 m, welche bei allen Fahrten, mit Ausnahme der zweiten (11 Uhr), auftritt. Hier fährt die Bahn durch eine nur nach Süden offene Rinne, in welcher also die Sonnenstrahlung sowohl am Vormittag wie auch am Nachmittag nicht hineinkommt. Nur bei der zweiten Fahrt ist hier der Boden durch die Sonnenstrahlung in gleicher Stärke erwärmt wie die Strecken oberhalb und unterhalb.

Wenn auch für das Zustandekommen sowohl der mittleren Gradientwerte wie auch der Temperaturunruhe längs dieses nach Süden abfallenden Hanges verschiedene Umstände zusammenwirken, deren Anteil im einzelnen Falle schwer abzuschätzen ist, so ergibt doch schon dieser eine aus den bisher vorliegenden Meßfahrten herausgegriffene Fall ein recht instruktives Bild. F. Albrecht (l. c.) erhielt knapp (1 cm) über einem Sandboden Amplituden der Temperaturunruhe bis zu 7° und erwähnt, daß dieselbe mit zunehmendem Abstand vom Boden immer geringer wird. Im vorliegenden Falle treten auch noch in 20 bis 30 m Höhe über freiem bewachsenem Boden (vgl. zweite Bergfahrt, 1700 bis 1900 m, Almboden) Temperaturschwankungen von 2 bis 8° auf.

Die hier angewendete Meßmethode mit Hilfe eines fast momentan sich einstellenden Thermometers gestattet auch — abgesehen von der Temperaturunruhe —, auftretende Inversionen in aller Schärfe zu erfassen. Ein Beispiel hierfür gibt Fig. 4; in welcher nur die Verhältnisse auf dem unteren Teil der Fahrstrecke — von der Talsohle bis oberhalb der Hungerburg — dargestellt sind.

Der 23. November 1929 war föhnig, aber erst um 15 Uhr brach der Föhn bis zur Talsohle durch. Das Anemometer am Institutsgebäude, 28 m über dem Straßenpflaster, registrierte von 15 bis 18 Uhr Südwind von durchschnittlich 19 km/h.

Die erste Bergfahrt zur Hungerburg, 9 bis 9.11^h, ergibt für die Talsohle an der Ausgangsstation $6\frac{1}{2}^{\circ}$ C mit einer scharfen Bodeninversion; in 600 m Höhe, 30 m über der Talsohle, beträgt die Temperatur 18° , darüber mäßige Temperaturabnahme von $0.5^{\circ}/100$ m. Bei der unmittelbar darauf folgenden Talfahrt (9.15^h bis 9.30^h) hat sich der Hang, besonders in seinem unteren Teil, erwärmt, die Temperaturabnahme mit der Höhe oberhalb der Bodeninversion ist stärker geworden. Auch die unterste kalte Bodenschicht hat sich erwärmt, an der Kettenbrücke von $6\frac{1}{2}$ auf $9\frac{1}{2}^{\circ}$, aber nicht einheitlich; vielmehr zeigt die Kurve sehr starke Schwankungen, die wohl auf einen Mischvorgang mit der oberen warmen Schicht schließen lassen. Gleichzeitig hat sich auch die obere Grenze der kalten Bodenschicht um 30 m auf 630 m Seehöhe gehoben. Ob diese Hebung eine Folge der Mischung ist, oder ob sie als Stauerscheinung, bedingt durch den in größerer

Höhe aus Süden gegen den Hang wehenden Föhn anzusprechen ist, läßt sich nicht entscheiden.

Bei der nächsten unmittelbar anschließenden Bergfahrt, die nun bis zum Hafelekar geht, sind die Verhältnisse im wesentlichen dieselben geblieben. Oberhalb der Hungerburg findet sich eine weitere Inversion und darüber bis zum Hafelekar ziemlich reiner Föhngradient. Bis zum Abstieg nach 11 Uhr (Ankunft Kettenbrücke 11.45^h) hat sich der Hang weiter stark erwärmt (in 660 und 840 m Höhe ist die Temperatur bis auf 17.5° C angestiegen), so daß der adiabatische Gradient bis auf 660 m herunterreicht. Auf der Hungerburg war schwacher Südwind festgestellt worden. Wie die weitere Entwicklung des Föhns zeigt, hat aber diese hohe Temperatur noch nichts mit der Föhnströmung zu tun*). Die kalte Bodenschicht reicht noch immer bis 630 m, hat sich aber gegen den vorhergehenden Aufstieg weiter stark erwärmt. Es dauert dann, wie bereits erwähnt, noch über 3 Stunden, bis die nur 60 m dicke kalte Bodenschicht verschwindet und der Föhn in der Talsohle durchbricht.

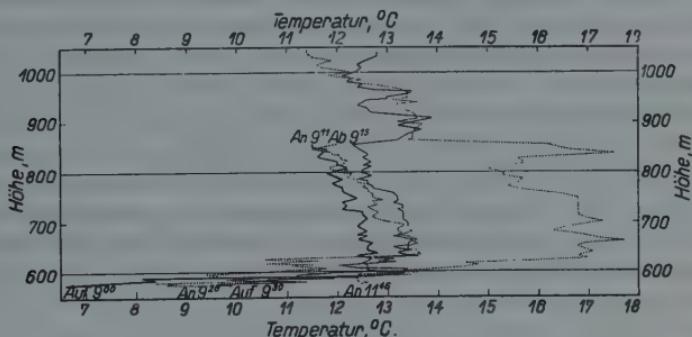


Fig. 4. Temperaturverteilung am 23. November 1929. Föhn über Bodeninversion

Es scheint in diesem Falle die kalte Bodenluft nicht im Sinne H. v. Fickers in das Unterinnatal abgeflossen zu sein (sie hätte dann immer seichter werden müssen); vielmehr dürfte sich erst durch die Sonnenstrahlung der Boden der Talsohle allmählich erwärmt haben, bis die durch nächtliche Ausstrahlung erkaltete Bodenluft sich auf die potentielle Temperatur der oberen Föhnströmung erwärmt. Erst dann war die zum Durchmischen oder Aufsaugen der ruhenden Bodenschicht nötige Arbeit verschwindend klein.

Weitere diesbezügliche Untersuchungen sind im Gange; insbesondere wird angestrebt, das Widerstandsthermometer auch für Messungen im Flugzeug zu verwenden. Gerade für meteorologische Flugzeugaufstiege dürfte zur Untersuchung

*) Daß erstere vielmehr nur lokal durch die Sonnenstrahlung in nächster Nähe des nach S geneigten Hanges bedingt war, ergibt sich daraus, daß der Föhn in Innsbruck ohne Temperatursprung einsetzte, die Temperatur stieg in Innsbruck während des Föhns nicht über 14°.

von Einzelheiten, wie scharfe Erfassung der Inversionen, der Temperaturunterschiede innerhalb und außerhalb von Wolken und dergleichen, ein Thermometer notwendig sein, welches keine merkliche Einstellträgheit aufweist. So könnte auch in bequemer Weise die Registrierung der Temperatur kontrolliert und die Einstellträgheit eliminiert werden.

Zwei vorläufige Versuchsaufstiege mit Flugzeug ergaben die völlige Brauchbarkeit dieser elektrischen Meßmethode, die Ablesungen des Zeigergalvanometers konnten sehr sicher gemacht werden. Es gelang auch, zur Erfassung der Temperaturunruhe die Ablesegeschwindigkeit durch einen Beobachter allein wesentlich zu erhöhen: jede Meßserie, bestehend aus 25 Ablesungen, dauerte nur 70 sec (Zeit, Luftdruck, 10 Temperaturablesungen, Luftdruck, 10 Temperaturablesungen, Luftdruck, Zeit).

Was die Temperaturunruhe in der freien Atmosphäre betrifft, so lassen die bisher vorliegenden Messungen noch keinen endgültigen Schluß zu: Die Temperaturänderung mit der Höhe erfolgte äußerst gleichmäßig ohne nennenswerte Schwankungen. Es ist aber möglich, daß aus übergrößer Vorsicht — um den dünnen Platinfaden nicht zu gefährden — die Ventilation allzu stark gedrosselt wurde, so daß sie unwirksam war und rasche Temperaturschwankungen sich nicht auswirken konnten. Nachträglich zeigte sich, daß ein solcher in einem Rohr frei ausgespannter Platin draht selbst Windstärken von 30 m/sec ohne jede Drosselung der Luftzufuhr aushält.

Anmerkung bei der Korrektur: Nachträglich konnten noch zwei Flugzeugaufstiege, bei welchen der in der Achse eines Rohres gespannte Platin draht frei dem vollen Ventilationsstrom ausgesetzt war, gemacht werden. Es zeigte sich auch bei dieser Anordnung, daß in einiger Höhe über dem Boden die Temperaturunruhe zumeist unmerklich war.

Das unperiodische Element im Tropenklima

Von K. Knoch

Neben dem ungemein regelmäßigen Ablauf des Wetters im Tropenklima gehen charakteristische Witterungsänderungen vor sich, die als das „unperiodische Element im Tropenklima“ bezeichnet werden. Sie sind bisher in der Literatur gewöhnlich nicht richtig eingeschätzt worden. Sie können auftreten als Schwankungen in der jährlichen Verteilung der Niederschläge und deren Jahresmenge, als heftige Regengüsse in sonst regenarmen Gebieten, als unperiodische Temperaturänderungen, als kalte Winde, als Druckschwankungen und als Sturmerscheinungen. Entsprechende Beispiele werden beigebracht. Abgesehen von den Veränderungen in der jährlichen Verteilung der Niederschläge, die mit Verschiebungen der großen Windgürtel der Erde in Verbindung gebracht werden, ist in den meisten anderen Fällen der Vorstoß von Luftmassen aus höheren Breiten in die Tropen als Ursache anzusehen. Deshalb wird der Schluß gezogen, daß das unperiodische Element im Tropenklima ein Ausdruck ist für die Verbundenheit der Tropenzone mit den Klimazonen der höheren Breiten.

In der allgemeinen Charakteristik vom Tropenklima, die J. Hann in dem zweiten Bande seines Handbuches der Klimatologie gibt, bezeichnet er die größte

Regelmäßigkeit in den periodischen Witterungsscheinungen als den Grundzug des Klimas der Tropen. Er fügt hinzu, daß die „unperiodischen“ Erscheinungen, die in keiner unmittelbar ersichtlichen Abhängigkeit von dem täglichen und jährlichen Laufe der Sonne stehen, gegen die regelmäßig periodisch wiederkehrenden Erscheinungen stark zurücktreten. Diese knappe, aber charakteristische Schilderung des Tropenklimas ist dann später, wie so viele Stellen aus dem klassischen Handbuch, in andere Darstellungen und Lehrbücher übergegangen, wobei meist überhaupt nur der ausgesprochenen Regelmäßigkeit der periodischen Erscheinung Erwähnung getan wird, während die Tatsache, daß im Tropenklima auch unperiodische Erscheinungen auftreten, häufig übersehen wird. Dabei handelt es sich bei diesen Witterungsvorgängen unperiodischer Natur fast durchweg um sehr eindrucksvolle Erscheinungen mit nachhaltigen Wirkungen.

Nachdem ich in früheren Untersuchungen schon mehrfach auf die Wirkung dieser unperiodischen Vorgänge gestoßen bin, erschien es mir angebracht, sie hier in zusammenfassender Darstellung zu behandeln, wobei durchaus nicht beabsichtigt ist, alle Vorgänge dieser Art zu erwähnen. Vielmehr sollen nur einige typische Erscheinungen herausgegriffen werden. Ich fasse sie unter dem allgemeinen Begriff „das unperiodische Element im Tropenklima“ zusammen.

In neuester Zeit hat S. S. Visher^{9) 10) 11)}, der das Glück hatte, auf einer längeren Reise das Tropenklima des Pazifischen Ozeans auf sich einwirken zu lassen und an Ort und Stelle wertvolles Material sammeln konnte, auf die Unregelmäßigkeiten in der Tropenwitterung hingewiesen, die es auch nach seiner Meinung nicht rechtfertigen, den gleichmäßigen Charakter des Tropenklimas so stark zu betonen, wie es gewöhnlich geschieht. Allerdings faßt er den Begriff Veränderlichkeit (variability) weiter, als es in diesem Aufsatz geschieht. Visher versteht nämlich darunter auch die starken täglichen Schwankungen der Temperatur, wie sie in den Grenzgebieten der Tropen auftreten, und auch die durch Land- und Seewinde in den küstennahen Gebieten verursachten Temperaturänderungen. Da diese Erscheinungen aber doch noch mit einer gewissen Regelmäßigkeit auftreten, fallen sie außerhalb des Rahmens unserer Betrachtung.

Unter den Begriff „unperiodisches Element der Tropenzone“ sollen auch nicht die offensichtlich als Ausnahmegebiete zu bezeichnenden Gebiete gerechnet werden, die die gleichmäßige zonale Anordnung der meteorologischen Elemente innerhalb des Tropengürtels so deutlich unterbrechen. Solche Ausnahmegebiete treten vornehmlich in der Verteilung der jährlichen Niederschlagssummen hervor, indem sie sich in dem tropischen Regengürtel mit einer Jahressumme von mehr als 2000 mm Niederschlag als deutliche Trockengebiete abheben. Beispiele solcher Ausnahmegebiete sind z. B. das Trockengebiet an der venezolanischen Küste, unter Umständen auch die allerdings noch nicht sicher begründeten Gebiete geringerer Niederschläge im Amazonasgebiet, z. B. Floriano Peixoto mit nur 800 mm, Boa Vista mit 1800 mm in einer Umgebung mit mehr als 2000 mm.

Ferner gehört hierher das niederschlagsarme Gebiet an der Nordküste des Guineagolfes, das etwa mit der Goldküste zusammenfällt. Es unterbricht den

gerade über Afrika sonst sehr gut ausgesprochenen Regengürtel im zentralen Tropengebiet, indem in ihm die Jahressumme bis auf unter 700 mm im Mittel herabsinkt. Die Ursache wird im kühlen Küstenwasser gesucht, das sich besonders in den Monaten Juli bis September dort einstellt und diese Monate, die gerade im Hinterlande der Küste zu den feuchteren gehören, an der Küste selbst Trockenheit bringen lässt. Schließlich soll auch die bis jetzt noch nicht in ihren Ursachen vollständig geklärte, sehr auffallende Unterbrechung des tropischen Regengürtels über dem Stillen Ozean in der Gegend der Maldeninsel hier erwähnt werden. Während der tropische Regengürtel den übrigen Inseln 2000 bis 4000 mm Niederschlag im Jahre bringt, haben die Messungen auf der Maldeninsel im Durchschnitt einer 30jährigen Beobachtungsreihe 1890 bis 1919 nur rund 720 mm ergeben. Diese erwähnten Ausnahmegebiete, denen sich leicht noch andere aus der übrigen Tropenzone einfügen ließen, sind an einen bestimmten Erdraum gebunden. Sie sind Ursachen zuzuschreiben, die immer wieder an diesen Stellen wirksam werden. Man könnte sie fast als statisch bedingt bezeichnen. Sie fallen, wenn man nur von den mittleren Verhältnissen ausgeht, nicht mehr in den Rahmen unserer Betrachtung. Erst dann haben wir uns mit ihnen zu beschäftigen, wenn in ihnen in gewissen zeitlichen Abständen Schwankungen der Witterung vor sich gehen, die sich sehr stark von den Mittelwerten entfernen und durchaus unperiodischer Natur sind.

Zwei Gründe sind es nun, die diese starken Anomalien in der Witterung der Tropenzone veranlassen können. Der erste Grund liegt in Unregelmäßigkeiten bei der sonst üblichen Wanderung der innertropischen Regenzone. Er wird vor allem im Grenzgebiet des tropischen Regengürtels wirksam. Den zweiten Grund erkennen wir in dem Vorstoßen von Luftmassen höherer Breiten bis in die innere Tropenzone und darüber hinaus sogar bis zur anderen Hemisphäre. Im ersten Falle entwickelt sich ein anomaler jährlicher Gang der Niederschläge, im zweiten Fall entstehen plötzlich auftretende Niederschläge in sonst regenlosen Gebieten oder häufig auch Kälteeinbrüche in Verbindung mit Sturmerscheinungen. Diese unperiodischen Witterungsvorgänge sollen an einigen typischen Beispielen geschildert werden.

Den tropischen Regengürtel sehen wir von allen Kontinenten noch am regelmässtigen in Afrika ausgebildet. An seiner Nordgrenze haben wir im Sudan auch ein Gebiet, wo sich das Unperiodische in der jahreszeitlichen Verschiebung des Regengürtels sehr stark äußert. Dem Sudan wird in früheren Zeiten eine bedeutend dichtere Bevölkerung als heute zugeschrieben, wo man nur noch mit elf Bewohnern auf die Quadratmeile rechnet. Das Sudanklima zieht sich in einem Band vom Atlantischen Ozean bis zum Roten Meere hin. G. T. Renner⁸⁾ nennt diesen Landstrich treffend eine „Pufferzone“ zwischen dem Trockenklima der Sahara und dem regenfeuchten Klima der Guineaküste und des Kongobeckens. Und wie eine jede Pufferzone ein Spielball zweier Einflüsse ist, so unterliegt der Sudan auch bald mehr dem saharischen Klima, bald mehr dem regenfeuchten Klima der niedrigen Breiten.

In der normalen Entwicklung der Jahreszeiten verschiebt sich das Gebiet starker Niederschläge über den äquatorialen Teilen vor Afrika in den Nordsommermonaten stark nach Norden (siehe z. B. die Isoplethendarstellung der monatlichen Regenmengen auf den Meridianen 15 und 33° östlicher Länge bei W. Köppen: Die Klimate der Erde, S. 172 u. 173) und bringt dem Sudan die Regenzeit. Diese tritt aber in Wirklichkeit nur sehr selten in normaler Ausbildung auf, sondern Abweichungen vom Mittel sind die Regel. Außergewöhnliche nasse Jahre und exzessiv trockene Jahre wechseln einander ab und bringen dem Ackerbau der spärlichen Bevölkerung die größten Gefahren. So war 1892 ein Jahr großer Hungersnot in Wadai, und 1913 soll die Hälfte und streckenweise noch mehr der Bevölkerung gleichfalls der Hungersnot zum Opfer gefallen sein. Später Einsatz der Regen wie 1914 oder ganz unregelmäßiges Auftreten der Niederschläge wie 1922 kann dem Ackerbau auch sehr hinderlich sein. Der gegenteilige Exzeß der Witterung, d. h. zu starke Regengüsse wie in 1870 oder 1916 und 1917, können mit den sie begleitenden Überschwemmungen gleichfalls die Ernte vernichten.

Man hat dieses unperiodische Auftreten der Niederschläge mit einer wechselnden Intensität des von dem Guineabusen in das Innere von Afrika strömenden Monsuns in Verbindung gebracht. In der schon erwähnten Untersuchung von G. T. Renner wird auch in zwei schematischen Kärtchen gezeigt, wie sich die Regenverteilung in einem Jahr mit gut entwickeltem Monsun von einem solchen mit einem schwach entwickelten unterscheidet. Im ersten Falle schiebt sich die 300 mm-Jahresisohyete bis auf 17° nördlicher Breite vor, im zweiten Falle reicht sie im Innern des Kontinents noch nicht bis auf 10° nördlicher Breite. Dies bedeutet, daß der ganze Sudan nicht mehr die für den Ackerbau notwendige Feuchtigkeit empfängt. Renner bringt die Jahre eines ausgesprochenen Niederschlagsdefizits über dem Sudan mit einer geringeren Entwicklung der Saharadepression in Verbindung, und umgekehrt sollen die regenreichen Jahre mit einer vertieften Depression zusammenfallen. Diese wird einen verstärkten Monsun an der Guineaküste erzeugen, und auch von der ostafrikanischen Küste können die warmfeuchten Luftmassen vom Indischen Ozean weiter in das Innere des Kontinents bis zum Sudan vorgetragen werden, so daß dieser dann ausreichend beregnet wird. Bei geringer Entwicklung der Saharadepression empfangen sowohl die Sansibarküste als auch die Guineaküste reichlichen Niederschlag, im westlichen und östlichen Sudan stellt sich aber Trockenheit ein. Obgleich dies die allgemein übliche Auffassung ist, wird sie aber doch noch nicht vollständig befriedigen. Man kann nur mit Sicherheit annehmen, daß diese Art der unperiodischen Vorgänge am Rande der tropischen Regenzone bedingt sind durch Schwankungen der Intensität der einzelnen Systeme im allgemeinen Luftkreislauf der Atmosphäre. Gerade in den letzten Jahren ist man von den verschiedensten Seiten darangegangen, dieses Problem zu klären, ein sicheres Ergebnis ist diesen Arbeiten aber noch nicht beschieden gewesen.

Ähnliche Schwankungen der Niederschläge in den einzelnen Jahren sind uns aus Indien bekannt, wo trockene Jahre namentlich in Zentralbirma, in Dekhan und

vor allem in Nordwest-Vorderindien (in Rayputana) die schlimmsten Hungersnöte verursachen können. Wir finden sie auch an der Südgrenze des tropischen Regengürtels in den Savannen von Südafrika, während sie in Südamerika sich in stärkerem Maße nur in den Trockengebieten über Ostbrasiliens und an der venezolanischen Küste bemerkbar machen. In allen Fällen müssen wir uns leider noch darauf beschränken, die Tatsachen zu konstatieren, eine vollständige Aufdeckung der Gründe ist uns noch nicht gelungen.

Handelt es sich dabei, wie dies allgemein angenommen wird, um Verlagerungen im allgemeinen Windsystem der Erde, dann muß auch erwartet werden, daß die Schwankungen an den verschiedensten Erdstellen miteinander in Verbindung stehen. Ihre tatsächliche Verknüpfung ist uns aber noch nicht bekannt. Die bisher errechneten Korrelationen deuten zwar auf mehr oder minder gut fundierte Zusammenhänge hin, die Entwicklung im Einzeljahr wird auf diese Weise aber noch nicht geklärt.

Die eben behandelten unperiodischen Änderungen waren Witterungsanomalien, die einen längeren Zeitraum charakterisieren und die wir einer allgemeineren Ursache zuschreiben müssen. Bei der jetzt zu besprechenden zweiten Art der unperiodischen Witterungsvorgänge in den Tropen sehen wir zwar auch einen Vorgang von höchster Wirkung, doch ist er meist an einen viel kürzeren Zeitraum, herab bis zu wenigen Tagen, gebunden. Ihrer Natur nach sind sie auch bereits ziemlich geklärt, da wir auf Grund von neueren Untersuchungen annehmen dürfen, daß sie mit Einbrüchen von Luftmassen höherer Breiten in die Tropenzone zusammenhängen. In ihrer äußeren Erscheinungsform treten sie uns entweder als heftige Regengüsse, auch in wüstenhaften Gebieten, oder als Sturmgebildungen meist verbunden mit Abkühlung, entgegen.

Ein schönes Beispiel für das Auftreten von heftigen Regengüssen in einer regenarmen Zone kennen wir von der peruanischen Küste. Hier treten in der Trockenzone, die südlich des Golfes von Guayaquil beginnt und an der peruchilenischen Grenze zu echter Wüste wird, in großen zeitlichen Abständen starke sommerliche Regengüsse auf. Man brachte sie früher mit dem Umschwenken der Küstenströmung in Verbindung, denn gleichzeitig mit dem Auftreten der ungewöhnlichen Niederschläge wurde festgestellt, daß der an dieser Küste nach Norden ziehende kühle Humboldtstrom abgelöst wird durch einen aus entgegengesetzter Richtung kommenden warmen Strom. Die einheimische Küstenvölkerung hat ihn, da er gewöhnlich zur Weihnachtszeit aufzutreten pflegt, den Namen „el niño“ (das Kind) beigelegt, weshalb das ganze Problem zweckmäßigigerweise auch als El niño-Problem zu bezeichnen ist. Unter der Einwirkung der veränderten Temperaturverhältnisse der Küstenströmung setzt eine starke Beeinflussung der Meeresfauna ein, so daß die fischereitreibenden Küstenbewohner den schwersten Schädigungen ausgesetzt sind. Über dem Lande können die Regengüsse an den dem trockenen Klima angepaßten leichten Bauwerken schwerste Zerstörungen anrichten. Im März 1925 betrug die Regenmenge fast 400 mm. Näheres siehe Klimakunde von Südamerika⁷⁾ S. 81.

Erst durch die Untersuchung von F. Zorell¹²⁾, der die Wetterlage auf Grund der längs der pazifischen Küste verkehrenden deutschen Dampfer studierte, wissen wir, daß die auffallenden Niederschlagsbildungen nichts mit den veränderten Strömungsverhältnissen zu tun haben. Vielmehr ließ sich nachweisen, daß die starken Niederschläge mit einem bemerkenswerten Nachlassen des Südostpassats zusammenfallen, während gleichzeitig Nordwinde, wie sie sonst nur im Golf von Panama auftreten, weit nach Süden vorstoßen. Wir müssen demnach annehmen, daß in gewissen Jahren der Mallungengürtel sehr weit nach Süden verschoben wird, während von Norden her kältere Luftmassen nachdringen und Veranlassung zu heftigen Kondensationen geben.

Vielleicht ist ein Gegenstück zu dem El nino-Problem der südamerikanischen Westküste in Südafrika vorhanden. Nach den Schilderungen von Pechuel-Loesche ist das Klima der Loangoküste gleichfalls starken unperiodischen Änderungen der Niederschläge von Jahr zu Jahr ausgesetzt. Auch hier wird eine Richtungsänderung der Küstenströmung zeitweise festgestellt, indem die kühle Benguelaströmung von einem Zweig der warmen Guineaströmung abgelöst wird. Eine endgültige Klärung der Gründe für diese Witterungsschwankungen könnte aber erst eine synoptische Untersuchung bringen.

Daß im übrigen auch über dem afrikanischen Kontinent kühlere Luftmassen der Nordhemisphäre bis in die Nähe des Äquators vordringen, ist bekannt. In seiner Monographie über die Niederschlagsverhältnisse von Palästina konnte neuerdings D. Ashbell¹³⁾ einen solchen Vorstoß durch Zeitlinien sogar festlegen.

Der Einbruch kühlerer Luftmassen über den Äquator hinweg im Bereiche des westlichen Stillen Ozeans scheint auch daran beteiligt zu sein, daß die vorhin schon erwähnte Regenarmut der Maldeninsel zeitweise unterbrochen wird und dort stärkere Niederschläge niedergehen. Die Maldeninsel liegt unter $8^{\circ} 59' S$, $154^{\circ} 58' W$ und gehört zur Gruppe der zentralen polynesischen Sporaden. Bezuglich der großen Windgürtel liegt die Insel auf der Grenze zwischen Südost- und Nordostpassat. Die Ostrichtung überwiegt unter den Winden das ganze Jahr hindurch. Daneben kommen nur noch NE und SE stärker in Betracht, und zwar überwiegt der NE-Passat durchschnittlich vom November bis Mai, der SE-Passat dagegen vom Juni bis Oktober. Neben diesem normal entwickelten Passat lassen in gewissen Monaten auftretende W- und NW-Winde deutliche Störungen des regulären Windsystems erkennen. Ein vom Verfasser¹⁴⁾ durchgeführter Vergleich zwischen ihrem Auftreten und der Niederschlagsmengen zeigt, daß die auffallendsten Anomalien des Niederschlags in dem Sinne stärkerer Niederschläge in den Monaten Januar bis März, teilweise bis April, der Jahre 1914, 1915 und 1919 sich mit Beobachtungen von NW-Winden in Einklang bringen lassen. Diese nördlichen Winde schieben sich nicht etwa als vereinzelte, kurz dauernde Strömungen zwischen die Passatrichtungen ein, sondern sie treten gruppenweise, häufig an vier bis fünf aufeinander folgenden Tagen auf. Es muß sich demnach eine ziemlich beständige Luftdruckverteilung herausgebildet haben. Wenn man berücksichtigt, mit welcher Regelmäßigkeit sonst der Ostquadrant vertreten ist, ist das Ein-

schieben der Nordwestrichtung etwas sehr Auffallendes. Jedenfalls darf aber wohl jetzt schon als sicher angenommen werden, daß in dem Trockenbezirk der Maldeninsel ganz ähnlich wie in dem Trockengebiet der südamerikanischen Westküste zeitweise stärkere Niederschläge durch Vorstoßen von Luftmassen von Norden her verursacht werden. Die Nordwintermonate sind dabei auch im Pazifischen Ozean bevorzugt.

In einer sehr bemerkenswerten Studie über das Zusammentreffen der Passate (clash of the trades) im Pazifischen Ozean haben sich C. E. P. Brooks und H. W. Braby³⁾ gleichfalls mit den trockenen und nassen Witterungsperioden in dem Raume Ozean-, Fanning- und Maldeninsel beschäftigt. Während den Trockenperioden finden auch diese Autoren vorwiegend östliche Winde, die einem westlich der Ozeaninsel liegenden Tiefdruckgebiet zuströmen sollen. In zwei näher untersuchten feuchten Perioden wurden dagegen ganz unregelmäßige Winde, mit Kalmen durchsetzt, gefunden, und es wird angenommen, daß das eben erwähnte Tief dann östlich der Ozeaninsel liegt. Da aber diese Annahme sich vorerst nur auf ein sehr geringes Material stützen kann, glaubt der Verfasser doch an seiner oben ausgesprochenen Vermutung festhalten zu dürfen, daß die NW Winde auf Maldeninsel wesentlich am Zustandekommen der Niederschläge beteiligt sind.

Bei der Klärung dieser Vorgänge darf man auch nicht versäumen, den Ablauf der Witterung im Stillengürtel zu beachten, also in jener Konvergenzlinie größten Maßstabes, die auf den Ozeanen zwischen den beiden Passaten angetroffen wird. Gerade in dem Stillengürtel ist man berechtigt, von dem unperiodischen Element der Witterung zu sprechen. C. S. Durst⁴⁾ hat diese starken Veränderungen von Tag zu Tag methodisch in einwandfreier Weise auf Grund der Beobachtungen der diesen Gürtel kreuzenden Schiffe untersucht. Aus isoplethären Darstellungen, die sich auf See- und Lufttemperatur, Wind- und Wasserströmung sowie die Richtung und Bewegung der oberen Wolken beziehen, ergibt sich zunächst deutlich, daß der Kalmengürtel um eine mit den Jahreszeiten veränderte Mittellage hin- und herschwankt. Dabei kann er zeitweise bis zu 600 Meilen breit werden, sich aber auch zu einem verschwindend schmalen Streifen zusammenziehen. Charakteristisch sind ferner die bemerkenswerten Temperaturänderungen innerhalb von wenigen Tagen, so daß sich warme und kalte Perioden feststellen lassen. Bei ihnen konnte eine bestimmte Beziehung zum Zug der oberen Wolken nachgewiesen werden. Diese ziehen nämlich vor einer warmen Periode stetig aus Nord oder Nordost heran, während beim Temperaturfall sich die Bewegungsrichtung ändert und die Wolken aus dem Quadranten Osten bis Süd kommen. Bei kalten Perioden sind diese Strömungsrichtungen zwar nicht so entschieden ausgedrückt, im großen und ganzen sind sie aber doch umgekehrt wie bei den warmen Perioden.

Unabhängig von den Durstschen Untersuchungen konnte der Verfasser⁵⁾ selbst die unperiodischen Temperaturschwankungen im Stillengürtel an den von E. Barkow, dem leider frühzeitig verstorbenen Meteorologen der Deutschen Antarktischen Expedition, mitgebrachten Registriermaterial an Bord der „Deutschland“ nachweisen. Auf der Ausreise ist das Schiff nämlich bei $7\frac{1}{2}^{\circ}$ nördlicher

Breite vom 6. bis 16. Juli 1911 ständig im Stillengürtel gewesen. Nach den 7a-Werten betrug die interdiurne Veränderlichkeit:

Nordostpassat	0.4
Stillenzone	1.7
Südostpassat	0.9.

Auch die zwischenstündliche Veränderlichkeit lag beim mittleren täglichen Gang der Temperatur im Stillengürtel stets über der im Passatgebiet, wo der Wert von 0.3° nur selten erreicht wurde, während er im Stillengürtel fast stets darüber lag und bis 0.9° anstieg. Der Charakter der Witterung war in diesen Tagen nur hinsichtlich der geringen Luftbewegung einheitlich. Im übrigen wechselte er sehr. Tage mit trüber Witterung und langdauerndem starken Regen wurden abgelöst von solchen mit geringer Bewölkung und trockenem Wetter. Die Erklärung wurde darin gesucht, daß die die Stillen begrenzenden Passate zeitweise weiter vorstoßen und dann trocknere Luft herbeiführen. Die unperiodischen Temperaturänderungen beschränken sich offenbar auf die schmale Zone, in denen die Luftbewegung sehr schwach ist. In den Passaten selbst sind sie nicht zu finden. Mit Temperaturunterschieden zwischen den beiden Passaten ist aber sicher zu rechnen, und zwar dürfte die jeweilige Winterhalbkugel auch den kühleren Passat haben. Von diesen Gedanken ausgehend, hat der Verfasser dann gelegentlich der Verarbeitungen der „Deutschland“-Registrierungen die Ansicht ausgesprochen, daß die als Konvergenzlinie aufzufassende Trennungszone zwischen den beiden Passaten nicht geradlinig zu verlaufen braucht, sondern daß wir eine Art „Verzahnung“, ein ineinander greifen der beiden Passate annehmen müssen. Ein Schiffskurs, der sich wie im Fall der „Deutschland“ in der Nähe der Konvergenzlinie auf einem und demselben Breitenkreise hält, mußte demnach infolge des gezackten Verlaufs der Grenzlinie bald in den einen, bald in den anderen Luftkörper führen und war demnach für die Aufzeichnung dieser unperiodischen Temperaturänderungen günstig. Nimmt man außerdem an, daß an der Passatgrenzlinie noch fortschreitende Wellenbewegungen vor sich gehen — und es spricht nichts gegen die Annahme —, dann muß aber auch ein feststehender Punkt im Stillengürtel diese unperiodischen Änderungen der Temperatur verspüren. Jedenfalls brauchen sie nicht etwa durch die Schiffsbewegung vorgetäuscht zu sein.

Später hat dann A. Defant auf Grund der Erfahrungen, die er auf den nördlichsten Profilen der „Meteor“-Forschungsfahrt sammeln konnte, ähnliche Anschaulungen von einer „Verzahnung“ der beiden Passate in einem schematischen Bild der Passatzirkulation festgehalten (Gutenberg, Lehrbuch der Geophysik, S. 880).

Außerhalb des Stillengürtels kommen unperiodische Änderungen der Temperatur in der ganzen Tropenzone vor. Nach den uns von der gemäßigten Zone her geläufigen Beträgen solcher Temperaturschwankungen sind sie zwar zahlenmäßig nicht bedeutend, aber bei der stärkeren Empfindlichkeit der Tropenbewohner auch geringeren Temperaturänderungen gegenüber sind sie für den menschlichen

Körper außerordentlich stark fühlbar, ja führen bekanntlich häufig zu den gefährlichsten Erkältungskrankheiten. Temperaturstürze um 4 bis 5°, wie sie in Begleitung von tropischen Gewittern aufzutreten pflegen, sind in dieser Hinsicht schon sehr gefürchtet. Hagelstürme können auch noch stärkere Kälteeinbrüche mit sich bringen.

Fühlbare Temperaturänderungen können auch durch kalte Fallwinde, die vom Gebirge nach der Ebene zu wehen, hervorgebracht werden. So kennt man am oberen Amazonas den „vento de cima“, den „Wind von oben“, der aus Westen also von den Anden her weht. Er soll kühler als der Passat sein. Als richtige Kälteeinbrüche sind aber die aus höheren Breiten vorstoßenden Luftmassen aufzufassen, die, wie wir schon vorher gelegentlich der ganz unperiodisch in Trockengebieten auftretenden Regengüssen feststellten, den Äquator erreichen und sogar darüber hinaus vorstoßen können. Eine besondere Geschlossenheit und Zähigkeit der Luftmasse und eine Wetterlage, die sie möglichst den Meridianen entlang nach niederen Breiten führt, sind Vorbedingung. Ein Überstreichen von warmen Meeresteilen und die damit verbundene langsame, aber intensive Anheizung von unten her kann die Wirkung von Kaltluft stark mindern und unter Umständen ganz unterdrücken. Dort, wo die Bodenkonfiguration das Auseinanderfließen der kalten Luftmasse verhindert und ihr außerdem die Richtung vorschreibt, wird die Wirkung verstärkt. So sind beispielsweise die Tropen des Doppelkontinents Amerika sowohl von Norden als auch von Süden her solchen Kaltluftteinbrüchen ausgesetzt. In Mexiko, den Golfstaaten und über den Westindischen Inseln bis zur Küste von Venezuela sind sie als Norther(Norder) bekannt. Sie stellen so empfindliche Kälteinvasionen vor, wie wir sonst in den Tropen nicht mehr antreffen, und können den empfindlichen Kulturen außerordentlichen Schaden zufügen. Weniger bekannt, aber auch sehr gut ausgebildet sind die Kältewellen, die aus höheren Breiten über Südamerika äquatorwärts vordringen. Dem Volke sind sie wohl bekannt. Im bolivianischen Tiefland werden die kalten Südwinde als Surazos bezeichnet. In Amazonien sind sie als Friagens immer noch auffallend. In der Gegend von Iquitos ist die letzte Hälfte des Juni durch eine ungewöhnliche Kälte, die mit südlichem Winde herangeführt wird, gekennzeichnet. Sie scheint ziemlich regelmäßig aufzutreten, denn sie wird im Volke als „inviernito de San Juan“ bezeichnet. Die Einwohner leiden dann sehr unter der Kälte, sie hüllen sich in ihre wärmsten Kleider und halten sich bei Holzkohlenfeuer zu Hause auf.

Der Kältevorstoß bis in die südamerikanischen Tropen wird zunächst durch die Mauer der Kordilleren begünstigt, die, ähnlich wie dies auch bei den Nortes in Nordamerika der Fall ist, die Geschlossenheit des Kältevorstoßes lange erhält, da sie ein Ausbreiten nach Westen unterbindet. Ein anderes sehr günstiges Moment liegt aber auch darin, daß das Tiefland des Chaco die Verbindung zwischen den Pampas Argentiniens und den Quellflüssen des Madeira herstellt und damit ganz ausgesprochen das Einfallstor in die Tropen bildet. Daß gerade die Gebiete am oberen Amazonas von den aus Süden vorstoßenden Kältewellen getroffen werden, wird dadurch zwanglos geklärt.

Kaltlufteinbrüche kennen wir auch aus dem Tropengebiet Ostasiens. Selbst der Pandschab ist trotz der nach Norden zu abschließenden Walls des Himalaya im Westen ihnen noch ausgesetzt. Es erübrigts sich aber, näher hier darauf einzugehen, da in dem Handbuch der Klimatologie von Hann manches darüber gesagt wird. Im subtropischen Australien werden sie gleichfalls noch stark gespürt (southerly bursters), ob sie das mittlere und nördliche Australien noch merkbar beeinflussen, ist noch nicht bekannt geworden.

Unperiodische Schwankungen des Luftdrucks sind in den Tropen nur schwer nachzuweisen, da die regelmäßige tägliche Doppelwelle des Luftdrucks mit ihrer erheblichen Amplitude das Bild durchaus beherrscht. Kräftig heben sich nur die im Gefolge von tropischen Zyklonen auftretenden schnellen Druckerniedrigungen ab, die allgemein bekannt sind. Und doch deuten gewisse Witterungsscheinungen darauf hin, daß auch in den Tropen kleinere Depressionen auftreten. So berichtet z. B. C. Braak²⁾ in seinem „Klima von Niederländisch-Indien“ von Perioden vermehrten Regenfalls, die den Eindruck machen sollen als ob Depressionen vorbeiziehen. Die Länge dieser Regenperioden wechselt zwischen wenigen Tagen und einem halben Monat, manchmal halten sie auch sogar noch länger an. Auch werden von dem gleichen Verfasser an anderer Stelle einige Beispiele abnormer Witterungen gegeben, bei denen starke ungewöhnliche Druckunterschiede heftige Winde hervorrufen. Von den starken Regenfällen im nördlichen Vorderindien wissen wir, daß sie im Gefolge von flachen Depressionen auftreten, die von der Bai von Bengalen aus das Gangestal hinaufziehen.

S. S. Visher¹¹⁾ ist auf Grund eines eingehenden Studiums der täglichen Wetterkarte aus den Tropen bereits zu einer Statistik dieser Druckstörungen gekommen, die, wenn sie stark genug sind, die bekannten tropischen Stürme hervorrufen, aber auch als flache, sich aus dem Druckfeld nur schwach abhebende Depressionen doch bemerkbare Witterungsänderungen von Tag zu Tag hervorbringen. Es wurden als Jahresdurchschnitt folgende Häufigkeiten ermittelt:

	Hurri- kane	Stürme	De- pressionen
Westlicher Nordpazifischer Ozean (110° E bis 140° E Lg)	10	18	30
Mittlerer Nordpazifischer Ozean (140° E bis 140° W Lg)	2	4	7
Östlicher Nordpazifischer Ozean (östlich von 140° W)	2	3	3
Südlicher Pazifischer Ozean (160° E bis 130° W)	5	8	5
Australien und Randmeere (110° E bis 160° E)	5	8	10
Südlicher Indischer Ozean	8	5	?
Arabisches Meer	2	2	2
Bai von Bengalen	2	4	15
Westlicher Nordatlantischer Ozean	3	2	14

Auch diese Tabelle zeigt deutlich, daß das sogenannte unperiodische Element im Tropenklima durchaus nicht zu vernachlässigen ist.

Noch nicht genügend sind wir auch über die Sturmerscheinungen unterrichtet, die in der inneren Tropenzone auftreten. Aus den Berichten der

Reisenden können wir nur spärliche Mitteilungen darüber entnehmen. Am mittleren Amazonas sollen Anfang Februar Stürme aus dem Westen auftreten. Im Rio das Mortes-Gebiet traf die Leipziger Araguaya-Expedition im Jahre 1908 direkt eine „Sturmzone“ an. P. Fountain beobachtete Ende November 1884 (?) einen Sturm am Rio Purus aus Nordosten, der von einer durchdringenden Kälte begleitet war. A. R. Wallace erlebte im September 1848 mehrere Stürme auf dem Rio Negro mit sehr beträchtlicher Abkühlung, die teilweise den Hurrikanen glichen. In einem Walde unter $1^{\circ} 48'$ südlicher Breite, $58^{\circ} 28'$ westlicher Länge fand Paul Le Cointe ein Zerstörungsfeld von 2 km Länge und 100 m Breite, das den von starken Tromben angerichteten Verwüstungen glich (näheres siehe Klimakunde von Südamerika?) S. 36). Daß am Rande der Tropen, wo sich die Druckstörungen der höheren Breiten in gewissen Zeiten stärker bemerkbar machen können, Sturmerscheinungen auftreten, ist bekannt. Zu nennen sind beispielsweise die „Kona“- oder Südstürme auf den Hawaiiinseln und die „collas“ der Philippinen. Hier ist schon der allmäßliche Übergang zu den stärkeren unperiodischen Vorgängen der Witterung in den höheren Breiten ausgeprägt.

Aber auch das, was im Vorstehenden über die Schwankungen der Witterung in der eigentlichen Tropenzone gesagt wurde, dürfte genügend gezeigt haben daß das häufig zitierte Wort: „In den Tropen gleicht ein Tag dem anderen“ oder „Wetter und Klima sind in den Tropen identisch“, doch nur mit erheblichen Einschränkungen gilt. Allerdings sind, wie oben gezeigt wurde, erst Ansätze vorhanden, um zahlenmäßig die Häufigkeit des unperiodischen Elements im Tropenklima zu erfassen, aber man darf wohl als sicher annehmen, daß weitere Forschung die Bedeutung der unperiodischen Vorgänge noch als größer erkennen lassen wird, als wir augenblicklich vermuten. Und wenn man die Entstehungsgeschichte dieser Wetterschwankungen und -veränderungen nachgeht, wird man höchstwahrscheinlich auch zu einer Änderung der bisherigen Anschauung über das Tropenklima kommen.

Neben den sicher thermisch bedingten Erscheinungen wird künftig doch mehr auf dynamisch bedingte Vorgänge Rücksicht zu nehmen sein, und aus den hier mitgeteilten Tatsachen läßt sich schon jetzt der Schluß ziehen, daß das unperiodische Element im Tropenklima ein Ausdruck ist für die Verbundenheit der Tropenzone mit den Klimazonen der höheren Breiten.

Literatur

- ¹⁾ D. Ashbell: Die Niederschlagsverhältnisse im südlichen Libanon, in Palästina und auf der nördlichen Sinai. Inaug.-Diss. Berlin 1930.
- ²⁾ C. Braak: Het klimaat van Nederlandsch-Indie. Koninklijk Magn. en Met. Observatorium te Batavia. Verhandelingen Nr. 8.
- ³⁾ C. E. P. Brooks und H. W. Braby: The clash of the trades in the Pacific. Quart. Journal R. Met. Soc. 1921, S. 1—13.
- ⁴⁾ C. S. Durst: The doldrums of the Atlantic. Meteorological Office. Geophysical Memoirs Nr. 28. London 1926.

- 5) K. Knoch: Große Anomalien des Niederschlags in der Äquatorregion des Pazifischen Ozeans. Annalen der Hydrographie 1927, S. 361—367.
- 6) Derselbe: Über die unperiodischen Schwankungen der Temperatur im atlantischen Stillgürtel. Bericht über die Tätigkeit des Preuß. Met. Inst. i. J. 1926, S. 69—84. Berlin 1927.
- 7) Derselbe: Klimakunde von Südamerika. VIII und 349 S. Berlin 1930.
- 8) G. T. Renner: A famine zone in Africa. Geographical Review XVI, 1926 S. 583—596.
- 9) S. S. Visher, Variability of tropical climates. Met. Magazine 1923, S. 121—125, 154—159, 178—179.
- 10) Derselbe: Weather changes in Fiji. Bull. American Met. Soc., Vol. V, 1924. S. 22—23.
- 11) Derselbe: Frequencies of tropical cyclones, especially those of minor importance. Monthly Weather Review 1930, S. 62—64. Auszug: Bull. American Met. Soc. 1930, S. 82—84.
- 12) F. Zorell: Der „El-Niño“-Strom im Jahre 1925. Annalen der Hydrographie 1928, S. 166—175.

Zur Theorie der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen

Von Hans Ertel, Berlin

Es wird zunächst nicht die Maxwell'sche Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten angenommen, sondern ein allgemeines Verteilungsgesetz (Markoff, v. Laue), das die Möglichkeit einer stochastischen Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponenten zuläßt; das Maß der stochastischen Verbundenheit der Geschwindigkeitskomponenten sei der Korrelationskoeffizient r . Dann führt die Forderung, daß die Richtungsverteilungsfunktion ein Maximum habe für die Richtung der ausgeglichenen (mittleren) Geschwindigkeit zu der Bedingung $r = 0$, d. h. die Geschwindigkeitskomponenten sind in statistischem Sinne voneinander unabhängig und es gilt somit die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung. Übrigens führt die Forderung, daß die Richtungsverteilung symmetrisch sei in bezug auf die mittlere Strömungsrichtung, zu dem gleichen Ergebnis.

Bei der Behandlung des Problems der atmosphärischen Turbulenz mit den Methoden der statistischen Mechanik entsteht sofort die Frage nach dem Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten in der Turbulenzströmung. Th. Hesselberg und E. Björkdal¹⁾ glaubten zeigen zu können, daß die Geschwindigkeitsverteilung durch das bekannte Maxwell'sche Verteilungsgesetz gegeben ist, und gleichzeitig und unabhängig davon hat A. Wagner²⁾ eine ausführliche Theorie der Böigkeit und der Häufigkeitsverteilung von Windstärke und Windrichtung entwickelt, ebenfalls auf Grundlage der Maxwell'schen Verteilung. Nun lassen jedoch die bisherigen Beweise für die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung insofern zu wünschen übrig, als sie stets a priori voraussetzen, daß die Geschwindig-

keitskomponenten in statistischem Sinne unabhängig voneinander sind*). Es ist deshalb vielleicht der hier gegebene Beweis von Interesse, der auf die oben genannte apriorische Annahme der Unabhängigkeit der Geschwindigkeitskomponenten verzichtet, dagegen die a posteriori verifizierbare Forderung einführt, daß diejenigen Geschwindigkeitsvektoren (ohne Rücksicht auf ihre Größe) die relativ (auf gleiche Winkelintervalle bezogen) größte Häufigkeit haben, deren Richtung nur wenig von der mittleren Strömungsrichtung abweicht, woraus dann ebenfalls die Maxwellsche Verteilung folgt.

Wir stützen uns dabei auf einen von Markoff³⁾ eingeführten, von v. Laue⁴⁾ verallgemeinerten Satz der Wahrscheinlichkeitsrechnung, den wir für unsere Zwecke folgendermaßen formulieren**): Es seien ξ_x, ξ_y die horizontalen Komponenten der turbulenten Zusatzgeschwindigkeit, die alle Werte zwischen $-\infty$ und $+\infty$ mit gewissen Wahrscheinlichkeiten annehmen können. Von den ξ_x, ξ_y wird angenommen, daß sie durch eine große Zahl von Elementarimpulsen $\xi_x^{(i)}, \xi_y^{(i)}$ entstehen, und daß die Wahrscheinlichkeit eines Wertes $\xi_x^{(i)}$ oder $\xi_y^{(i)}$ von der Wahrscheinlichkeit der übrigen Elementarimpulse unabhängig sei. Die Turbulenzkomponenten ξ_x, ξ_y können dagegen in stochastischer Abhängigkeit stehen, und die Frage der Unabhängigkeit oder Abhängigkeit ist gewissermaßen von den (indirekt) meßbaren Turbulenzkomponenten ξ_x, ξ_y auf die nicht meßbaren Elementarimpulse verschoben. Ist nun $F(\xi_x, \xi_y) d\xi_x d\xi_y$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Vektor der turbulenten Zusatzgeschwindigkeit Komponenten habe, die zwischen ξ_x und $\xi_x + d\xi_x$ sowie zwischen ξ_y und $\xi_y + d\xi_y$ liegen, so ist

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi_x, \xi_y) \cdot \xi_x \cdot d\xi_x d\xi_y = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi_x, \xi_y) \cdot \xi_y \cdot d\xi_x d\xi_y = 0 \dots \quad (1)$$

und führen wir folgende Abkürzungen ein:

$$\left. \begin{aligned} J_{xx} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi_x, \xi_y) \cdot \xi_x^2 \cdot d\xi_x d\xi_y, \\ J_{yy} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi_x, \xi_y) \cdot \xi_y^2 \cdot d\xi_x d\xi_y, \\ J_{xy} &= J_{yx} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi_x, \xi_y) \cdot \xi_x \xi_y \cdot d\xi_x d\xi_y \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \quad (2)$$

*) Ein Beweis der Maxwellschen Verteilung, wie ihn Boltzmann (Vorlesungen über Gastheorie, Bd. I, S. 15) für Gasmoleküle gegeben hat, ist in der Turbulenztheorie noch nicht versucht worden. Übrigens ist auch Boltzmanns Beweisführung angreifbar (J. H. Jeans Dynam. Theorie der Gase. Deutsche Übersetzung von R. Fürth. Braunschweig 1926, S. 73).

**) Den Hinweis auf diesen Satz verdanke ich Herrn Prof. J. Bartels-Eberswalde, dem ich an dieser Stelle dafür meinen verbindlichsten Dank aussprechen möchte.

ferner

$$D = \begin{vmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{vmatrix},$$

so ist die gesuchte Wahrscheinlichkeit

$$F(\xi_x, \xi_y) d\xi_x d\xi_y = \frac{1}{2\pi\sqrt{D}} \cdot \text{Exp} - \frac{1}{2D} (J_{yy}\xi_x^2 - 2J_{xy}\xi_x\xi_y + J_{xx}\xi_y^2) \cdot d\xi_x d\xi_y \quad (3)$$

Durch Multiplikation mit $\xi_x, \xi_y, \xi_x^2, \xi_y^2$ oder $\xi_x \xi_y$ (ausgedrückt durch Hermite-sche Polynome H_n), Entwicklung des Exponentialausdrucks nach Hermiteschen Polynomen gemäß

$$\text{Exp}(-y^2 + 2xy) = \sum_{n=0}^{n=\infty} H_n(x) \frac{y^n}{n!}$$

und Integration verifiziert man unter Beachtung der Orthogonalitäts- und Normierungsrelationen der Hermiteschen Polynome

$$\int_{-\infty}^{+\infty} H_m(x) H_n(x) \text{Exp}(-x^2) dx = 0 \quad (m \neq n),$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} H_n^2(x) \text{Exp}(-x^2) dx = 2^n n! \sqrt{\pi}$$

leicht die Gleichungen (1) und (2).

Wir führen jetzt noch folgende Abkürzungen ein:

$$h_x = \frac{1}{\sqrt{J_{xx}}}, \quad h_y = \frac{1}{\sqrt{J_{yy}}}, \quad r = \frac{J_{xy}}{\sqrt{J_{xx} J_{yy}}},$$

d. h. r ist der Korrelationskoeffizient. Dann nimmt Gl. (3) die Form an:

$$F(\xi_x, \xi_y) d\xi_x d\xi_y = \frac{h_x h_y}{2\pi\sqrt{1-r^2}} \cdot \text{Exp} - \frac{1}{2(1-r^2)} (h_x^2 \xi_x^2 - 2r h_x h_y \xi_x \xi_y + h_y^2 \xi_y^2) \cdot d\xi_x d\xi_y \quad (4)$$

Die Bedingung $r = 0$ führt auf die Maxwell'sche Verteilung. Ferner ersieht man aus Gl. (4), daß $|r| < 1$ sein muß. In der Tat hat nur unter dieser Bedingung die wahrscheinlichkeitstheoretische Betrachtungsweise einen Sinn.

Denken wir uns das Koordinatensystem so orientiert, daß die x -Achse in die Richtung der ausgeglichenen Geschwindigkeit \bar{w} fällt, und bezeichnet φ den Winkel, den der Vektor der turbulenten Horizontalgeschwindigkeit w mit der mittleren Strömungsrichtung einschließt, so gelten die Relationen:

$$\left. \begin{aligned} \xi_x &= w_x - \bar{w} = w \cos \varphi - \bar{w}, \\ \xi_y &= w_y = w \sin \varphi \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \quad (5)$$

Der Korrelationskoeffizient behält wegen der Linearität der Gl. (5) seinen Wert bei, kann aber jetzt als ein Maß für den stochastischen Zusammenhang

zwischen den Horizontalkomponenten w_x und w_y angesehen werden. Das Flächen-element $d\xi_x d\xi_y$ wird in Polarkoordinaten $wdw d\varphi$, und deshalb kann Gl. (4) jetzt

$$F(w, \varphi) w d w d \varphi = \frac{h_x h_y}{2 \pi \sqrt{1-r^2}} \cdot \text{Exp} - \frac{h_x^2 \bar{w}^2}{2(1-r^2)} \cdot \text{Exp} (-q w^2 + 2 p w) \cdot w d w d \varphi \quad (6)$$

geschrieben werden, wenn zur Abkürzung gesetzt wird:

$$\left. \begin{aligned} q &= h_x^2 \cos^2 \varphi - r h_x h_y \sin(2\varphi) + h_y^2 \sin^2 \varphi \cdot \frac{(1-r^2)^{-1}}{2}, \\ p &= \bar{w} (h_x^2 \cos \varphi - r h_x h_y \sin \varphi) \cdot \frac{(1-r^2)^{-1}}{2} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (7)$$

Die Wahrscheinlichkeit eines horizontalen Geschwindigkeitsvektors zwischen φ und $\varphi + d\varphi$ ohne Rücksicht auf die Größe des Vektors wird somit

$$\begin{aligned} W_{\varphi, \varphi+d\varphi} &= \psi(\varphi) d\varphi \\ &= \frac{d\varphi h_x h_y}{2 \pi \sqrt{1-r^2}} \cdot \text{Exp} - \frac{h_x^2 \bar{w}^2}{2(1-r^2)} \cdot \int_0^\infty \text{Exp} (-q w^2 + 2 p w) \cdot w d w, \end{aligned}$$

d. h. die Richtungsverteilungsfunktion ist durch

$$\psi(\varphi) = \frac{h_x h_y}{2 \pi \sqrt{1-r^2}} \cdot \text{Exp} - \frac{h_x^2 \bar{w}^2}{2(1-r^2)} \cdot \int_0^\infty \text{Exp} (-q w^2 + 2 p w) \cdot w d w \quad (8)$$

gegeben. Das Integral läßt sich leicht auswerten. Es ist⁵⁾

$$\int_0^\infty \text{Exp} (-v^2 + 2av) \cdot v dv = \frac{1}{2} \{1 + \sqrt{\pi} e^{a^2} \cdot a [1 + \Phi(a)]\} \quad \dots \quad (9)$$

wo

$$\Phi(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a \text{Exp} (-x^2) \cdot dx$$

das Fehlerintegral bedeutet. Die Substitutionen $v = \sqrt{q} \cdot w$, $a \sqrt{q} = p$ ergeben aus Gl. (9) sofort

$$\int_0^\infty \text{Exp} (-q w^2 + 2 p w) \cdot w dw = \frac{1}{2q} \left\{ 1 + \sqrt{\pi} \cdot e^{q^2} \cdot \frac{p^2}{\sqrt{q}} \left[1 + \Phi \left(\frac{p}{\sqrt{q}} \right) \right] \right\},$$

so daß die Richtungsverteilungsfunktion die Form

$$\psi(\varphi) = \frac{h_x h_y}{4 \pi \sqrt{1-r^2}} \cdot \text{Exp} - \frac{h_x^2 \bar{w}^2}{2(1-r^2)} \cdot \frac{1}{q} \left\{ 1 + \sqrt{\pi} e^{q^2} \cdot \frac{p^2}{\sqrt{q}} \left[1 + \Phi \left(\frac{p}{\sqrt{q}} \right) \right] \right\} \quad (10)$$

annimmt. Nach unserer eingangs erwähnten Forderung, die für Turbulenzströmungen sicher erfüllt ist, soll $\psi(\varphi)$ ein Maximum haben für die Richtung der ausgeglichenen (mittleren) Geschwindigkeit, d. h. es muß gelten:

$$\left(\frac{d\psi(\varphi)}{d\varphi} \right)_{\varphi=0} = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (11)$$

Da nun

$$\left(\frac{d}{d\varphi} \left(\frac{p}{\sqrt{q}} \right) \right)_{\varphi=0} = 0,$$

und

$$\left(\frac{d}{d\varphi} \left(\frac{1}{q} \right) \right)_{\varphi=0} = 4r \cdot \frac{h_x h_y}{h_x^4} (1 - r^2),$$

fernern

$$\frac{p(0)}{\sqrt{q(0)}} = \frac{h_x \bar{w}}{\sqrt{2(1-r^2)}}$$

ist, ergibt die Bedingung (11):

$$0 = r \cdot \left\{ 1 + \sqrt{\pi e^{q(0)}} \cdot \frac{p(0)}{\sqrt{q(0)}} \left[1 + \Phi \left(\frac{p(0)}{\sqrt{q(0)}} \right) \right] \right\}.$$

Da stets $\frac{p(0)}{\sqrt{q(0)}} > 0$ sein muß, ist die einzige Lösung

$$r = 0, \quad \dots \dots \dots \quad (12)$$

d. h. es besteht zwischen den Geschwindigkeitskomponenten keine Korrelation und die Geschwindigkeitsverteilung wird daher durch Maxwell's Verteilungsgesetz dargestellt.

Zu dem gleichen Ergebnis führt übrigens auch die Forderung, daß die Richtungsverteilung in bezug auf die mittlere Strömungsrichtung symmetrisch sei:

$$\psi(\varphi) = \psi(-\varphi),$$

was wegen des Vorkommens der Glieder $r h_x h_y \sin(2\varphi)$ bzw. $r h_x h_y \sin \varphi$ in Gl. (10) nur für $r = 0$ möglich ist.

Literatur

- 1) Th. Hesselberg und E. Björkdal: Über das Verteilungsgesetz der Windunruhe. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre, Bd. XV, S. 121 (1929).
- 2) A. Wagner: Theorie der Böigkeit und der Häufigkeitsverteilung von Windstärke und Windrichtung. Gerlands Beitr. z. Geophys. **24**, 386 (1929).
- 3) A. Markoff: Wahrscheinlichkeitsrechnung. Nach der 2. Aufl. des russ. Werkes übersetzt von H. Liebmann. Berlin und Leipzig 1912. S. 173.
- 4) M. von Laue: Ein Satz der Wahrscheinlichkeitsrechnung und seine Anwendung auf die Strahlungstheorie. Ann. d. Phys., 4. Folge, **47**, 853. Leipzig 1915.
- 5) H. Ertel: Die Richtungsschwankung der horizontalen Windkomponente im turbulenten Luftstrom. Gerlands Beitr. z. Geophys. **23**, 18 (1929).

Wie tief dringen die Polarlichter in die Erdatmosphäre ein?

Von Carl Störmer, Oslo — (Mit 7 Abbildungen und 3 Tafeln)

Die tiefsten photogrammetrisch gemessenen Nordlichter dringen bis zum Höhenniveau 80 bis 82 km in die Erdatmosphäre ein. Über einen typischen Fall von der Nacht 26. bis 27. Februar 1929, 6 Photogramme mit Basislänge 65.70 km, wird berichtet. Die mittlere Höhe der unteren Kante des Nordlichtsbandes war 82.4 km. Die Möglichkeit des Hineindringens von Nordlichtstrahlen bis zur Erdoberfläche und der Zusammenhang mit der durchdringenden Höhenstrahlung wird diskutiert.

Für die Frage, betreffs der Natur der Polarlichter ist es von fundamentaler Bedeutung, ihre untere Höhengrenze in der Atmosphäre zu kennen.

Viele Beobachtungen über sehr niedrige Nordlichter aus Polargegenden liegen vor, die sogar bis zur Erdoberfläche reichten, aber diese Beobachtungen sind alle visuell und deshalb mehr oder minder zweifelhaft. Seitdem aber nach der Einführung der photogrammetrischen Methode auf meiner Nordlichtexpedition 1910 ein Material von vielen tausenden Höhenmessungen vorliegt, können wir jetzt die untere Grenze der Polarlichthöhen viel besser abschätzen. Freilich ist es noch nicht ausgeschlossen, daß an gewisse Stellen und zu gewissen Zeiten niedrige Polarlichter vorkommen können, aber bevor wir das Vorhandensein solcher Polarlichter anerkennen, ist es unbedingt notwendig, durch einwandfreie photogrammetrische Aufnahmen ihre Höhe wirklich zu messen und das ist bis jetzt noch nicht geglückt.

Wenn es einmal gelingen wird, solche niedrige Nordlichter photogrammetrisch zu konstatieren, würde diese Tatsache von hoher wissenschaftlicher Bedeutung sein, wenn man gleichzeitig feststellen könnte, daß diese Nordlichter vom Außenraum die ganze Atmosphäre durchdringen. In diesem Falle hätten wir wahrscheinlich eine durchdringende Korpuskularstrahlung vor uns, die an die wohlbekannte durchdringende Höhenstrahlung erinnert, die von Hess, Kolhörster, Millikan und einer ganzen Reihe anderer Forscher studiert worden ist. Es ist auch sehr wohl denkbar, daß diese Höhenstrahlung, die nach neueren Untersuchungen vielleicht von korpuskularer Natur ist*), zu gewissen Zeiten viel intensiver wäre und in dieser Weise, wenn geradlinige Bündel in der Atmosphäre eindringen, mittels der hervorgerufenen Lichtentwicklung als Polarlichtstrahlen erscheinen könnte. Es ist daher von größter Bedeutung, aufzupassen, ob einmal in der Zukunft die Hessesche Strahlung erheblich an Intensität zunehmen wird und ob dann solche sehr niedrigen Nordlichter wieder erscheinen werden. Bis jetzt liegen jedoch

*) W. Bothe und W. Kolhörster: Das Wesen der Höhenstrahlung, Zeitschr. f. Phys. **56**, Heft 11/12, Berlin 1929; Axel Corlin: Messungen der Höhenstrahlungsintensität zwischen 55° und 70° nördlicher Breite, Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik **22**, Nr. 2, Uppsala 1930.

keine solchen Andeutungen vor, aber die Möglichkeit dazu scheint mir nicht ganz ausgeschlossen zu sein.

Die tiefsten bis jetzt photogrammetrisch gemessenen Nordlichter reichen zu etwa 85 bis 80 km hinab und wir werden in dieser kurzen Mitteilung eine neue Reihe Messungen solcher Nordlichter geben.

Freilich haben unsere ersten Messungen in Bossekop 1910*) Höhen gegeben, die viel tiefer waren, etwa 30 bis 40 km, aber alle diese Bestimmungen beruhen sicher auf Beobachtungsfehlern. Die angewandte Basislinie war nämlich nur $4\frac{1}{2}$ km und die ungünstige Lage der gemessenen Nordlichter ergaben in der Tat zu kleine Parallaxen, so daß die Genauigkeit der Höhenmessungen nicht hinreichend groß war. Alle diese kleinen Höhen sind deshalb zu verwerfen. Ebenso eine Reihe von photogrammetrischen Höhenbestimmungen am 8. April 1911, mit Basis etwa 26 km**), sind als zweifelhaft zu verwerfen, weil die gemessenen Nordlichter der Richtungslinie zwischen den Stationen, und dem Horizont, zu nahe lagen. In meiner Übersicht über die photogrammetrischen Höhenmessungen im nördlichen und südlichen Norwegen***) habe ich bereits auf diese unsichereren Höhenbestimmungen hingewiesen.

Mit den großen Basislängen von mehr als 60 km, die seit 1917 im südlichen Norwegen zu unserer Verfügung stehen, haben wir eine Reihe guter Photogramme mit Parallaxen von der Größenordnung vom 10. Grad erhalten, die Höhen von 81 bis 88 km gaben †).

Seit 1922 sind bis jetzt mehr als 900 gute Photogramme von Nordlichtern im südlichen Norwegen gesammelt worden, und unter diesen kommen mehrere Fälle von relativ tiefen Nordlichtern vor. Solche niedrige Nordlichter sind jedoch selten und haben meistens die Form von sehr lichtstarken gelbgrünen Bändern, deren vertikale Ausdehnung relativ kurz ist.

Einen typischen Fall werden wir hier berichten. Am 26., 27. und 28. Februar 1929 traten über dem südlichen Norwegen sehr ausgedehnte und merkwürdige Nordlichter auf, die am 27. ihre größte Intensität erreichten, gleichzeitig mit einem gewaltigen magnetischen Sturm. Ich hatte eine Reihe meiner photographischen Nordlichtstationen in Tätigkeit und erhielt eine größere Anzahl von Nordlichtphotogramme: am 26. Februar eine Anzahl von 66, am 27. von 64 und am 28. von 31, von diesen waren 41 bzw. 48 und 12 wohl gelungen. Die Photogramme,

*) Bericht über eine Expedition nach Bossekop zwecks photographischer Aufnahmen und Höhenmessungen von Nordlichtern. Videnskabsselskabets Skrifter. Oslo 1911.

**) Sur les trajetoires des corpuscules électrisés dans l'espace etc. Second mémoire, Archives des Sciences physiques et naturelles, Genève 1912.

***) Rapport sur une expédition d'aurores boréales à Bossekop et Store Kornet etc. Geofysiske publikationer, Bd. 1, Nr. 5, Oslo 1921; Résultats des mesures photogrammétiques des aurores boréales observées dans la Norvège méridionale de 1911 à 1912. Geofysiske publikasjoner, B. IV, Nr. 7, Oslo 1926.

†) Résultats des mesures photogrammétiques etc. S. 47, Geofysiske publikasjoner Bd. IV, Nr. 7, Oslo 1926.

die hier gegeben sind, wurden in der Nacht vom 26. und 27. Februar erhalten, und zwar zwischen 1^h 18^m und 1^h 23^m morgens, Greenwich mittlere Zeit. Sie sind gleichzeitig von den zwei Stationen Oslo und Kongsberg aufgenommen, mit Basislänge 65.70 km. Der Azimut von Kongsberg, von Oslo aus gesehen, ist 66°.17. Die Parallaxen waren von der Größenordnung vom 10. Grad. Das Nordlicht hatte die Form von sehr lichtstarken gelbgrünen kurzen Bändern.

Die Aufnahmen sind gleichzeitig auf den zwei Stationen durch telephonische Kommandos von Oslo aus aufgenommen. Als Hilfe auf der Station Kongsberg hatte ich Herrn Oddleiv Busengdal, an der Station Oslo Herrn Tveten.

Die Platten sind von Herrn Wesöe und mir ausgemessen und nach den Methoden berechnet, die in meinen Berichten über frühere Höhenmessungen ausführlich behandelt worden sind*).

Auf Tafel I und II sind die benutzten Nordlichtaufnahmen reproduziert in chronologischer Folge, die Kongsbergaufnahmen links und die Osloaufnahmen rechts. Die erste Doppelaufnahme ist in größerem Maßstab auf Tafel III zu sehen. Die Zeiten und Bezugssterne sind auf der folgenden Tabelle gegeben:

Bildnummer	Greenwich mittlere Zeit	Bezugsterne
61	1 ^h 18 ^m . 15 ^s	α, β Persei, γ Andromedae
62	1 19 . 3	" "
63	1 19 51	" "
64	1 20 39	" "
65	1 21 20	" "
66	1 22 32	" "

Für die verschiedenen Winkel zur Ausmessung der Platten sind die folgenden Werte von Herrn Wesöe berechnet, mittels Anwendung der Rechenmaschine Brunswiga und Lohses Tabellen:

Stern	Bild Nr.	<i>h</i>	<i>a</i>	<i>a + a₀</i>	<i>k</i>	<i>u</i>	<i>λ</i>	<i>ω</i>
α Persei . .	61	24.95	180 — 29.24	84.59	22.21	85.10	87.72	64.96
	62	24.90	180 — 29.11	84.72	22.12	85.22	87.77	65.00
	63	24.85	180 — 28.97	84.86	22.01	85.34	87.84	65.07
	64	24.80	180 — 28.84	84.99	21.92	85.45	87.89	65.12
	65	24.76	180 — 28.74	85.09	21.84	85.54	87.95	65.18
	66	24.68	180 — 28.53	85.30	21.69	85.73	88.04	65.24
β Persei . .	61	15.62	180 — 29.85	83.98	19.21	84.20	88.37	74.30
	62	15.56	180 — 29.70	84.13	19.12	84.34	88.42	74.37
	63	15.52	180 — 29.55	84.28	19.03	84.49	88.46	74.39
	64	15.47	180 — 29.41	84.42	18.94	84.62	88.50	74.47
	65	15.43	180 — 29.27	84.56	18.86	84.76	88.55	74.52
	66	15.36	180 — 29.05	84.78	18.73	84.96	88.61	74.58
γ Andromedæ	61	13.67	180 — 17.54	180 — 83.71	11.73	180 — 83.89	180 — 88.51	76.26
	62	13.63	180 — 17.39	180 — 83.56	11.63	180 — 83.74	180 — 88.48	76.26
	63	13.60	180 — 17.24	180 — 83.41	11.53	180 — 83.59	180 — 88.44	76.31
	64	13.57	180 — 17.09	180 — 83.26	11.43	180 — 83.45	180 — 88.41	76.34
	65	13.55	180 — 16.96	180 — 83.13	11.35	180 — 83.32	180 — 88.38	76.36
	66	13.51	180 — 16.74	180 — 82.91	11.20	180 — 83.11	180 — 88.33	76.38

*) Siehe z. B. Bericht über eine Expedition nach Bossekop usw. Videnskabsselskabets Skrifter 1911, Christiania 1911.

Tafel I



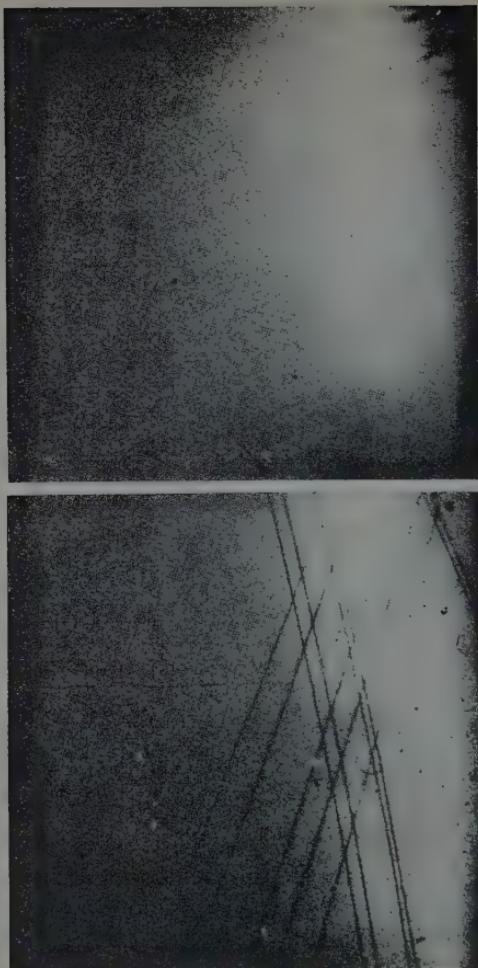
Nordlichtphotogramme 26./27. Februar 1929,
gleichzeitig in Kongsberg (links) und Oslo (rechts) aufgenommen.

Tafel II



Nordlichtphotogramme 26./27. Februar 1929,
gleichzeitig in Kongsberg (links) und Oslo (rechts) aufgenommen.

Tafel III



Nordlichtphotogramm 26./27. Februar 1929. Erste Doppelaufnahme der Tafel I, vergrößert.

Die verschiedenen Buchstaben haben hier folgende Bedeutung:

h Die Höhe über dem Horizont.

a Azimut, von 0 bis 360° gerechnet, vom Südpunkt des Meridians durch den Westen, Norden usw.

a₀ Azimut von Kongsberg, von Oslo aus gesehen = 66.°17

k ist der Winkel zwischen dem Höhenkreis und dem Deklinationskreis des Sterns.

u ist der Winkel zwischen der Richtung von Oslo nach Kongsberg und der Richtung von Oslo nach dem Sterne.

λ ist der Winkel zwischen dem Vertikalkreis durch den Stern und dem Bogen des größten Kreises durch den Stern und durch den Punkt *M*, wo die Richtung Oslo—Kongsberg die Himmelskugel trifft. Sie wurde berechnet, um die Richtung der parallaktischen Verschiebung zu finden.

ω ist der Winkel zwischen dem obengenannten Bogen durch *M* und des Höhenkreises durch denselben Punkt.

Diese Größen sind mit Hilfe folgender trigonometrischer Formeln berechnet:

a, *h* und *k* mittels wohlbekannter Formeln der Astronomie,

u, *λ*, *ω* mittels der Formeln:

$$\cos u = \cos h \cdot \cos(a - a_0)$$

$$\cotg \lambda = \sin h \cdot \cotg(a - a_0)$$

$$\sin \omega = \cos h \cdot \sin \lambda$$

Die Lage des Deklinationskreises durch den Stern kann durch eine größere Sternkarte ausgemessen oder durch die Koordinate des Sterns und eines benachbarten Sterns berechnet werden.

Auf diese Weise können nun die von den Negativen durch Projektieren gezeichneten Skizzen von den Sternen und dem Nordlicht orientiert und ausgemessen werden*). In den Fig. 1 bis 6 sind Skizzen mit ausgewählten korrespondierenden Punkten des Nordlichtes gegeben. Die Konturen des Nordlichtes von Oslo aus gesehen sind mit einem fortlaufenden Strich gezeichnet, von Kongsberg aus gesehen mit einer unterbrochenen Strichlinie. Für jeden der benutzten Sterne ist der Deklinationskreis (*δ*), der Höhenkreis (*h*) und die Richtung der Parallaxe (*p*) angegeben.

In den nächsten Tabellen haben die Buchstaben folgende Bedeutung:

ABC sei das Dreieck, wo *A* und *B* die Stationen Oslo und Kongsberg sind und *C* der ausgewählte Punkt des Nordlichtes, dann ist

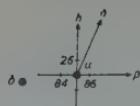
u₁ der Winkel *CAB*.

u₂ der Supplementwinkel von *CBA*.

p = *u₂* — *u₁* die Parallaxe des Punktes *C*.

*) Über praktische Methoden der Ausmessung siehe die oben genannten Werke, und auch den Bericht meiner Bossekopexpedition 1913, in Geofysiske publikasjoner vol. 1. no. 5.

61

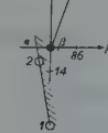


62



ε•

PERSEUS



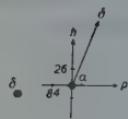
ε•

PERSEUS



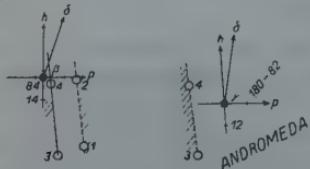
Fig. 1

63



ε•

PERSEUS



64



ε•

PERSEUS



Fig. 2

65



ε•

PERSEUS



66



ε•

PERSEUS

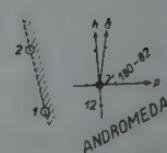


Fig. 3

Fig. 4

Fig. 5

Fig. 6

Weiterhin bedeuten:

- r den Abstand AC in Kilometer von Oslo bis zum gewählten Punkt C des Nordlichtes.
- h die Höhe in Graden des Punktes C über dem Horizont in Oslo.
- H die Höhe in Kilometer von C über der Erdoberfläche.
- D die Entfernung in Kilometer längs der Erdoberfläche von Oslo bis zum Punkte C_1 , die C im Zenit hat.
- a Azimut von C in Graden von Oslo aus gesehen.

Die Größen u_1 , u_2 , h , a , und wenn notwendig, auch ω , sind durch Gradnetze ausgemessen, r , H und D durch folgende Formeln ausgerechnet:

$$r = \frac{g \sin u_2}{\sin p},$$

$$H = y + \frac{x^2}{2(R+y)},$$

$$D = R\theta,$$

wo g die Basislinie 65.70 km ist, und wo

$$x = r \cos h, \quad y = r \sin h,$$

$$R = 6394 \text{ km (Erdradius)} \quad \text{und} \quad \sin \theta = \frac{x}{R+H},$$

wo θ nicht in Graden, sondern als Bogen eines Kreises vom Radius Eins ist*).

Jetzt sind noch die einzelnen Aufnahmen und deren Ergebnisse zu erwähnen:

Bild 61. Auf der linken Seite des Bandes haben wir zwei Punkte ausgewählt, die folgende Resultate gaben:

Punkt	u_1	u_2	p	r	h	H	D	a
1	84.2	180 — 86.5	9.4	401	10.3	84	390	180 — 29.7
2	83.4	180 — 87.2	9.4	402	14.6	114	383	180 — 30.6

Die Höhe des höchstens Punktes der Kante war etwa 129 km.

Bild 62. Zwei Punkte auf der linken Kante des Bandes gaben:

Punkt	u_1	u_2	p	r	h	H	D	a
1	77.9	88.1	10.2	371	11.1	82	359	180 — 36.3
2	77.6	87.8	10.2	371	16.3	114	350	180 — 36.9

Der höchste Punkt der Kante lag etwa 124 km über der Erde.

Bild 63. Die vier ausgewählten Punkte ergaben:

Punkt	u_1	u_2	p	r	h	H	D	a
1	77.6	87.4	9.8	386	10.6	82	374	180 — 36.7
2	76.9	86.7	9.8	385	15.0	110	366	180 — 37.5
3	85.5	180 — 85.1	9.4	401	10.2	83	390	180 — 28.5
4	85.0	180 — 85.6	9.4	401	15.1	116	381	180 — 29.1

*) Siehe S. 50 bis 51 meines Berichtes von 1911.

Die höchsten Punkte der Kante 1—2 und 3—4 lagen etwa 128 und 183 km über der Erde.

Bild 64. Zwei Punkte wurden ausgewählt. Sie gaben:

Punkt	u_1	u_2	p	r	h	H	D	a
1	79.9	180 — 89.9	10.2	371	11.0	81	360	180 — 34.2
2	79.4	89.6	10.2	371	13.7	98	355	180 — 34.9

Höchster Punkt der Kante etwa 116 km über der Erde.

Bild 65.

Punkt	u_1	u_2	p	r	h	H	D	a
1	82.2	180 — 87.4	10.4	364	11.4	82	352	180 — 32.0
2	81.3	180 — 88.3	10.4	364	15.1	104	346	180 — 33.0

Höchster Punkt der Kante etwa 121 km.

Bild 66. Zwei Punkte einer identifizierbaren Kante geben:

Punkt	u_1	u_2	p	r	h	H	D	a
1	83.6	180 — 86.5	9.9	381	10.9	83	370	180 — 30.5
2	82.6	180 — 87.5	9.9	382	15.9	115	361	180 — 31.9

Das Mittel der Höhen der tiefsten Punkte ist somit 82,4 km.



Fig. 7

In Fig. 7 können die Lagen der ausgemessenen Punkte, auf die Erdoberfläche projiziert, gesehen werden.

Oslo, 1. Juni 1930.

Gammastrahlen an Kaliumsalzen

Von Werner Kolhörster, Meteorologisch-Magnetisches Observatorium Potsdam

An Kalisalzen wurde eine schwache, sehr harte γ -Strahlung gefunden. Ihr Durchdringungsvermögen ist etwa das Doppelte, ihre Intensität nur $5 \cdot 10^{-11}$ fache der Radium- $C\gamma$ -Strahlen, an der Ionisierungsstärke gleicher Substanzmengen gemessen. Die Strahlung geht dem Kaliummetallgehalt direkt proportional, ist dem Kaliumatom, vielleicht K_{41} zuzuschreiben. Dadurch ist in den Kalisalzen wegen der verhältnismäßig hohen Konzentration ihres Vorkommens und der allgemeinen Verbreitung ein neuer geophysikalischer Faktor gefunden, dessen Bedeutung dem Radiumvorkommen in der Erdkruste entspricht.

Schon seit etwa 1906 sind Kaliumsalze als radioaktiv erkannt worden*). Jedoch konnten im Gegensatz zu den hochatomigen Radioelementen der Uran-, Radium-, Aktinium- und Thoriumreihe bisher nur β -Strahlen festgestellt, γ - bzw. α -Strahlen oder Emanationsentwicklung**) bzw. Umwandlungsprodukte aber nicht nachgewiesen werden. Man dachte daher zunächst an eine andere Art von Aktivität, als sie den hochatomigen radioaktiven Elementen zukommt. Doch hat man diese Vermutung in der Folgezeit mehr und mehr aufgegeben, zumal die weiteren bis in die neueste Zeit fortgesetzten Untersuchungen immer wieder Proportionalität der β -Aktivität mit dem Kaliummetallgehalt sowohl bei der Ionisations- bzw. photographischen Messung***), Unabhängigkeit von der verschiedenen Herkunft der Kalisalze†) und Unabhängigkeit von der Temperatur im Bereich zwischen + 20 bis — 180° C ††) gezeigt hatten.

Handelt es sich also um eine wirkliche Atomverwandlung — der inzwischen gelungene Nachweis der Aktivität †††) des Kaliumisotop 41 läßt nunmehr mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine Kern- β -Strahlung, also auf einen Vorgang im Atomkern schließen —, so war wegen der nahen Beziehungen zwischen β - und γ -Strahlen bei Kalium auch γ -Strahlung zu erwarten. Daß sie bisher selbst bei den feinsten Messungen nicht gefunden worden war, konnte einfach in ihrer geringen Aktivität neben der viel stärkeren β -Ionisation begründet sein.

*) I. Elster und H. Geitel: Jahrb. d. Radioakt. u. El. **10**, 323 (1913); St. Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität, S. 531ff., 2. Aufl., Leipzig 1927; K. W. F. Kohlrausch: Radioaktivität, S. 776ff. Leipzig 1928.

) B. Kracke: Phys. Zeitschr. **27, 290 (1926).

***) G. Hoffmann: Zeitschr. f. Phys. **25**, 177 (1924); M. Kuban: Wiener Ber. **137**, 241 (1928).

†) W. Biltz und E. Markus: Zeitschr. f. anorg. Chem. **81**, 369 (1913); S. Iimori und J. Yoshimura: Bull. Chem. Soc. Jap. **1**, 215 (1926).

††) S. Geiger: Wiener Ber. **132**, 69 (1923).

†††) G. v. Hevesy: Nature **120**, 838 (1927); W. Biltz und H. Ziegert: Phys. Zeitschr. **29**, 197 (1928).

Direkte Veranlassung zur Untersuchung von Kaliumsalzen auf γ -Strahlen gaben Beobachtungen über Reststrahlung. Man bezeichnet hiermit die geringe Ionisation im geschlossenen Gefäß, welche allein von Strahlen aus dem Gefäßinneren herrührt, wenn also alle Strahlungen, die von außen eindringen können, durch genügend dicke Schirme ferngehalten werden. Als Schirmmaterial, das merklich strahlungsfrei sein muß, benutzt man außer Metallen meist Wasser oder Steinsalz. Letzteres gilt seit den Untersuchungen von Elster und Geitel*) und Bergwitz**) als besonders geeignet, da im Steinsalz bisher die geringsten Reststrahlungswerte (Bergwitz erhielt 0.8 J) gefunden worden sind.

Indessen ist hiermit noch keineswegs ausgemacht, daß Steinsalz überhaupt nicht strahlt. Schon der geringe Heliumgehalt von 0.0233 cm³ in 100 g NaCl***), sowie das Auftreten von blauem Steinsalz weisen auf irgendwelche Strahlungsvorgänge, vielleicht zu einer früheren Zeit hin. Daneben läßt das verhältnismäßig geringe Alter der Steinsalzformation von höchstens 10⁸ Jahren Steinsalz auch heute noch strahlungsverdächtig erscheinen. Denn der Uranradiumgehalt des ehemaligen Steinsalzmeeres müßte bei einer Halbwertszeit des Urans von 4.5 · 10⁹ Jahren noch beinahe ungeschwächt erhalten sein. Es war also bei Reststrahlungsbestimmungen mindestens mit der Möglichkeit zu rechnen, daß nicht jedes Steinsalz dieselbe Inaktivität zeigt, so daß von Fall zu Fall vielleicht geringe Unterschiede in den Werten der Reststrahlung bei Beobachtung im Steinsalz auftreten.

Dank dem besonderen Entgegenkommen der Preußischen Bergwerks- und Hütten-Aktiengesellschaft, Berginspektion Staßfurt†), konnten derartige Messungen im Berlepschschacht in Staßfurt ausgeführt werden. Dabei ergaben sich sogleich schwache, jedoch merkliche Unterschiede der Strahlungsstärke zwischen älterem und jüngerem Steinsalz, und zwar höhere Werte merkwürdiglicherweise im älteren Steinsalz, dessen aktive Verunreinigungen doch bereits weiter abgeklungen sein sollten als im jüngeren Steinsalz. Der vielleicht etwas größere Kaliumgehalt der älteren Steinsalze (etwa 1.5% K-Metall gegenüber 0.5% bei jüngerem Steinsalz, wie erst später festgestellt wurde) schien hierfür zunächst ohne Bedeutung, da ja Kalium nur als β -Strahler galt und β -Strahlen bereits von den Wandungen der Meßinstrumente absorbiert worden wären. So wurde zunächst an irgendeine andere aktive Substanz gedacht, die möglicherweise auch die Blaufärbung des Steinsalzes herbeigeführt haben könnte. Daher wurde nunmehr an einer Stelle gemessen, an welcher das in Staßfurt selten gefundene blaue Steinsalz etwas häufiger aufzutreten pflegt, nämlich an der Hartsalzregion. Hier zeigte sich sofort eine erhebliche Aktivität, welche etwa 10⁻¹¹ g Radium im Gramm

*) I. Elster und H. Geitel: Phys. Zeitschr. 6, 733 (1905).

**) K. Bergwitz: Elster und Geitel-Festschrift, S. 585, Braunschweig 1915.

***) R. I. Strutt: Proc. Roy. Soc. London (A) 81, 278 (1908); s. auch S. 352.

†) Herrn Oberbergrat Dr.-Ing. Schreiber sowie seinen Beamten bin ich für die tatkräftige und dauernde Unterstützung im Verlaufe dieser Versuche zu aufrichtigem Danke verpflichtet.

Substanz entsprach und in Anbetracht der Wandstärke der Ionisationszyylinder als γ -Strahlung anzusprechen war. Das bestätigte die sogleich an Ort vorgenommene Bestimmung ihres Schwächungskoeffizienten.

Zu diesem Zwecke wurde ein Panzer aus 100 kg eisernen Schienenlaschen an dieser entlegenen Stelle im Schacht aufgebaut, der eine mittlere Dicke von 3.75 cm Eisen hatte. In ihm sank die Strahlungsstärke der benutzten Instrumente ungefähr auf die Hälfte des Wertes ohne Panzer, so daß $\mu_{Fe} = 0.196 \text{ cm}^{-1}$, $(\mu/d)_{Fe} = 0.025 \text{ cm}^2/\text{g}$ betrug. Hartsalz besteht aus Steinsalz (NaCl), Kieserit ($\text{MgSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$) und Sylvian (KCl). Der Vermutung, daß etwa der hohe Kaliumgehalt des Sylvians für die γ -Strahlung in Betracht kam, stand die bereits erörterte Annahme entgegen, daß bisher nur β -Strahlung beim Kalium beobachtet worden war, für deren härteste Komponente Bergwitz*) seinerzeit im Carnallit ($\text{KCl} \cdot \text{MgCl}_2 \cdot 6 \text{ H}_2\text{O}$) einen um eine Zehnerpotenz größeren Absorptionskoeffizienten gefunden hatte ($\mu_{Zn} = 1.6 \text{ cm}^{-1}$). Dies würde $\mu_{Fe} = 1.8 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $(\mu/d)_{Fe} = 0.275 \text{ cm}^2/\text{g}^{-1}$ bedeuten.

Der hier gemessene Schwächungskoeffizient entspricht dagegen größtenteils eher demjenigen der harten Komponente der RaC- γ -Strahlen (nach Kohlrausch bei 4 cm Bleifilterung $\mu_{Fe} = 0.356 \text{ cm}^{-1}$ oder $(\mu/d)_{Fe} = 0.0451 \text{ cm}^2/\text{g}^{-1}$), ist aber nur halb so groß. Man muß jedoch berücksichtigen, daß bei diesem Versuch der Schwächungskoeffizient kleiner ausgefallen sein dürfte, weil ein wesentlicher Teil der im Absorber erzeugten Streustrahlung mitgemessen wurde.

Während also der Schwächungskoeffizient mehr auf Radium als Strahler deutete, ließ die Gehaltsbestimmung, die zu dem für Hartsalz unwahrscheinlich hohen Wert einer Radiumbeimengung von ungefähr 10^{-11} im Gramm Hartsalz führte, eher eine γ -Strahlung von Kalium vermuten. Die weiteren Versuche wurden deshalb zunächst über Tag an technischem Sylvian (KCl) durchgeführt. Dies Produkt ist bereits unkristallisiert, so daß mit einem negativen Ergebnis zu rechnen war, wenn die Strahlung nicht vom Kalium herrühren sollte.

Zu den Beobachtungen stellte die C. A. F. Kahlbaum A.-G. in dankenswerter Weise 200 kg technisch reines KCl zur Verfügung. Dies wurde in eine Holzkiste von $50 \times 60 \times 90 \text{ cm}^3$ geschüttet und das Meßinstrument so hineingebracht, daß es allseitig von mindestens 20 cm dicken KCl -Schichten umgeben war. Auch hier zeigte sich sofort wieder die Strahlung, deren Stärke dem höheren Kaliumgehalt des Sylvians gegenüber dem Hartsalz ungefähr entsprach, jedoch deswegen nicht ganz, weil bei dieser verhältnismäßig geringen Menge die Sättigungsdicke der aktiven Schicht noch nicht erreicht war.

Die Bestimmung des Schwächungskoeffizienten dieser Sylvianstrahlung wurde nun in der Weise ausgeführt, daß bei einem Abstand von 42 cm zwischen Apparatmitte und Mitte der Salzmasse zwischen deren Oberfläche und dem Instrument genügend Raum blieb, um Eisenplatten von $50 \times 50 \times 0.4 \text{ cm}^3$ einschieben zu können.

*) K. Bergwitz: Elster und Geitel-Festschrift, S. 585, Braunschweig 1915.

Die Strahlung erwies sich, wie immer bei Absorptionsmessungen dieser Art beobachtet wird, als inhomogen. Die Schwächungskoeffizienten sind in beistehender Tabelle 1 eingetragen, zunächst die direkt an Eisen gemessenen Werte und dann in der folgenden Spalte für Wasser, umgerechnet unter der Voraussetzung der bei γ -Strahlen im weiten Bereich als gültig erwiesenen Konstanz des Quotienten $(\mu/d)^*$). Die Strahlung ist von 0 bis 8 mm weicher, von 8 bis 16 mm etwa gleich und über 16 mm Eisen härter als die harte Komponente der Radium-C- γ -Strahlung nach Kohlrausch**), der hierfür die Werte $\mu_{Fe} = 0.356 \text{ cm}^{-1}$, $(\mu/d)_{Fe} = 0.0451$ angibt.

Tabelle 1.

Dicke des Fe-Absorbers cm	μ_{Fe} cm^{-1}	$(\mu/d)_{Fe}$ $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$
0.0 bis 0.8	1	0.127
0.8 „ 1.6	0.36	0.045
1.6 „ 6.0	0.20	0.025

Wollte man annehmen, daß Radium im Sylvin die Strahlung erzeugt, so müßte der Radiumgehalt des technischen KCl, an der Strahlungsstärke gemessen, rund 10^{-11} g Radium im Gramm betragen und sich leicht durch Aufschluß nachweisen lassen. Die chemische Analyse des benutzten Sylvins, die mir die C. A. F. Kahlbaum A.-G. freundlichst zur Verfügung stellte, lautete „ NH_3 und SO_4 in Spuren, Fe in Spuren, frei von As. fremden Metallen und Erden“. Zur Radiumanalyse wurden zweimal je 1 kg des benutzten Sylvins gelöst, zum Kochen gebracht, stark salzsauer gemacht und in der Siedehitze eine Bariumfällung vorgenommen, worauf noch einige Stunden gekocht und insgesamt so verfahren wurde, wie derartige Arbeiten im Radiumlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bei Prüfungen ausgeführt werden. Der abfiltrierte Niederschlag wurde verascht, mit Carbonat aufgeschlossen, mit HCl in Lösung gebracht und zur Emanationsmessung in Körbchen eingeschmolzen. Der geringe Filterrückstand vom Aufschluß (im wesentlichen Kieseläure und Nickelspuren vom Nickeltiegel) wurde getrocknet und gesondert untersucht. Die Ausgangsstanz von je 1 kg hätte eine Radiummenge von $1000 \cdot 10^{-11} = 10^{-8} \text{ g}$ Radium zum mindesten ergeben müssen. Es fand sich jedoch in den Lösungen und den Filtraten der Bariumfällungen weniger als 10^{-10} g Radium, auf den Filtern noch weniger, so daß alle Gehaltsbestimmungen unter 1% der zu erwartenden Mindestmenge an Radium blieben***).

Die Strahlung röhrt also nicht vom Radium her.

Sollte es sich um Thoriumstrahlung handeln, so müßten in 1 kg KCl etwa 0.2 g Thorium vorhanden sein, da nach McCoy und Henderson†) 1 g Radium

*) St. Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität, 2. Aufl., S. 151. Leipzig 1927.

**) Dieselben: ebenda, S. 644.

***) Herrn Bothe möchte ich auch an dieser Stelle für die Überlassung der Mittel des Radium-Laboratoriums und seine Mühewaltung besonders danken.

†) H. N. McCoy und L. M. Henderson: Journ. Amer. Chem. Soc. **40**, 1316 (1918).

seiner γ -Strahlung nach $6.85 \cdot 10^6$ g Thor äquivalent ist. Bei den Emanationsmessungen ergaben sich keinerlei Andeutungen, die auch nur auf Spuren von Thoremanation, also Radiothor, hätten schließen lassen, und da das Vorkommen von Mesothor in den unkristallisierten Salzen im höchsten Grade unwahrscheinlich ist, so dürfte auch Thorium als γ -Strahler außer Ansatz bleiben.

Schließlich sind bei den anderen bekannten radioaktiven Elementen (Uran, Ionium, Aktinium) Strahlen von der hier beobachteten Härte bisher nicht gemessen worden, so daß die Herkunft der Strahlen von Gliedern der hochatomigen Zerfallsreihen als praktisch ausgeschlossen gelten kann.

Infolgedessen mußte nunmehr versucht werden, den direkten Nachweis für Kalium als Strahler dadurch zu erbringen, daß die Ionisierungsstärke in ihrem Verhältnis zum Gehalt an Kaliummetall bestimmt wurde. Erweist sich dieser Quotient bei möglichst verschiedenen Kaliumverbindungen dabei als konstant, so ist mit erheblicher Sicherheit auf Kalium als Strahler zu schließen. Denn die noch mögliche Annahme, ein bisher unbekanntes Radiumelement erzeuge die Strahlung, würde in dem vorliegenden Falle nur zu dem Schluß führen, daß dies radioaktive Element in irgendeinem, wahrscheinlich genetischen Zusammenhang mit Kalium stehen müßte. Nach einem solchen Element ist aber bisher vergeblich gesucht worden.

Es werde vorausgesetzt, daß ein unendlich ausgedehntes Medium der Dichte d in der Volumeneinheit die Menge ϱ der strahlenden Substanz enthalte, deren Strahlen mit dem Absorptionskoeffizienten μ von dem Medium absorbiert werden. Dann ist die Strahlungsstärke q in einem Ionisationszylinder inmitten des Mediums

$$q = 4\pi \mathfrak{K} \cdot \frac{\varrho}{\mu},$$

wo unter \mathfrak{K} ein Zahlenfaktor zu verstehen ist, der nur von der Strahlenart und den instrumentellen Bedingungen abhängt. Dieser ist bei den analogen Messungen mit Radium unter der Bezeichnung Eve'sche Zahl K bekannt*).

Setzt man den Absorptionskoeffizienten proportional der Dichte der absorbierenden Substanz, also $(\mu/d) = \text{const}$, was für γ -Strahlen ein und derselben Art zumindest in erster Näherung zulässig ist**), so wird $q = 4\pi \mathfrak{K} \cdot \frac{\varrho/d}{\mu/d}$ oder, da $\varrho/d = G$ den Gehalt des Mediums an strahlender Substanz in g/g bedeutet:

$$q = \frac{4\pi \mathfrak{K}}{\mu/d} \cdot G, \quad \text{also } G = q \cdot \frac{\mu/d}{4\pi \mathfrak{K}} = q \cdot F, \quad F = \frac{\mu/d}{4\pi \mathfrak{K}}.$$

Für eine inhomogene Strahlung, wie sie hier gefunden wurde, läßt sich diese Formel dadurch verallgemeinern, daß man

$$\frac{1}{\mu} = \int_0^\infty J(x) \cdot dx$$

* A. S. Eve: Phil. Mag. **12**, 189 (1906); **22**, 551 (1911); **27**, 394 (1914).

**) St. Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität, 2. Aufl., S. 151. Leipzig 1927.

definiert, wo $J_{(x)}$ die Strahlungsintensität bei der Absorberdicke x bedeutet und $J_{(0)} = 1$ gesetzt ist.

Hier nach tritt an Stelle von μ in obigen Formeln $\bar{\mu}$, so daß

$$F = \frac{G}{q} = \frac{\bar{\mu}/d}{4\pi R}, \quad R = \frac{\bar{\mu}/d}{4\pi} \cdot \frac{q}{G}$$

die Werte der oben definierten Konstanten sind.

Um von den besonderen instrumentellen Bedingungen (C Kapazität, V nutzbares Luftvolumen) unabhängig zu werden, gibt man die Ionisierungssstärke gewöhnlich in $J = \text{Ionen cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ an, setzt also bei Sättigungsstrom $q = \frac{C \cdot d v}{300 \cdot e V}$, wobei e das Elementarquantum und $d v$ den Voltverlust in der Zeiteinheit bedeuten, so daß schließlich folgt

$$R = \frac{\bar{\mu}/d}{4\pi} \cdot \frac{C dv}{300 \cdot e V} \cdot \frac{1}{G}.$$

Es erschien am einfachsten, die hierauf bezüglichen Untersuchungen zunächst wieder unter Tage auszuführen. Denn dort ist durch Ausschluß der Höhenstrahlung jede Unsicherheit wegen der Reststrahlungskorrektion der Instrumente unter den verschiedenen Absorptionsbedingungen vermieden. Ferner sind im Bergwerk die bei der geringen Aktivität benötigten großen Substanzmengen und meist auch Salzarten von genügend verschiedenem Kaligehalt viel bequemer als anderswo zur Verfügung. Indessen ist es nicht ganz leicht, zuverlässige Werte für den Kaligehalt der Meßstellen aus der chemischen Analyse zu gewinnen, die ja immer nur den Gehalt einzelner Proben, dagegen nicht wie die Strahlungsmessung ohne weiteres einen mittleren Gehalt ergeben kann. Bei der Auswahl der Meßstellen muß deshalb auf möglichst homogenes und nicht zu geringwertiges Material besonders geachtet werden. Zur Kontrolle können dann später Vergleichsmessungen über Tag an einem einzigen gut analysierten Kalisalz hoher Konzentration dienen, da hochwertige Salze bereits so aktiv sind, daß die genauere Reststrahlungskorrektion nicht mehr von Bedeutung ist.

Zu den Beobachtungen sind drei Strahlungsapparate der früher beschriebenen Konstruktion*) verwendet worden, deren Ionisationsgefäß sich nach Form und Material unterscheiden. So beträgt das nutzbare Luftvolumen von Nr. 10 und 15 je etwa 2 Liter, von Nr. 14 rund 4 Liter. Das Wandmaterial für Nr. 14 und 15 ist Walzeisen von 2.5 mm Dicke, das elektrolytisch verzinkt wurde, während das Ionisationsgefäß von Nr. 10 aus 3 mm starkem Zinkblech besteht, das innen mit 0.9 mm dickem Wolframblech ausgelegt war. Zur chemischen Analyse des Kaliumgehaltes der verschiedenen Salze wurden je fünf etwa gleich große Proben von Boden, Decke und Seitenwänden der einzelnen Meßstellen, also insgesamt 30 Stücke benutzt, welche wahllos entnommen, gemischt und vermahten als Ausgangsmaterial dienten. Damit dürfte ein einigermaßen zutreffender Mittel-

*) W. Kolhörster: Phys. Zeitschr. 27, 62 (1926).

wert für die höherprozentigen Kalisalze gewonnen sein, während für das geringwertige Material die chemische Analyse naturgemäß weniger zuverlässig ist.

In der Tabelle 2 sind die gemessenen Ionisierungsstärken nach Abzug der Reststrahlung der betreffenden Instrumente in $J \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ eingetragen. Dabei gilt als Reststrahlung die im „Großen Festsaal“ des Berlepschschachtes auf der vierten Sohle in 406 m Tiefe bestimmte Ionisierungsstärke nach Korrektion auf den geringen, etwa 0.5% betragenden Kaligehalt dieses jüngeren Steinsalzes.

Zum Nachweis der Konstanz des Quotienten $F = G/q$ (siehe S. 346) sind die Einzelwerte für jedes Instrument angeführt. Sie zeigen, daß unter wohldefinierten Verhältnissen die gemessene Strahlungsstärke dem atomaren Kaliumgehalt direkt proportional geht (Versuch Nr. 1 bis 6). Aber auch unter ungünstigen Bedingungen, wo z. B. infolge der Schachtanlage (Versuch Nr. 7) die Strahlung nicht allseitig oder, wie bei den Versuchen Nr. 8 bis 10, wegen des geringen Kaliumgehalts der Meßstellen von etwa 1% zu einem exakten Nachweis zu klein war, ist diese Konstanz nahezu erfüllt. Wie empfindlich die Ionisationskammer auf Kaliumstrahlung reagiert, erhellt daraus, daß z. B. der hier angeführte Kieserit (Versuch Nr. 8) zunächst nur aus dem Grunde gemessen wurde, um an einer Stelle Beobachtungen zu machen, die bisher als fast kaliumfrei galt. Erst die neue nach der Strahlungsmessung ausgeführte chemische Analyse bestätigte mit dem Nachweis von 1.4% Kalium den radioaktiven Befund. Schließlich wurden noch gelegentlich anderer Untersuchungen mit den Apparaten 15 und 14 an künstlichem Kaliumsulfat bzw. an Kaliumchlorid Messungen ausgeführt*).

Zu diesen Versuchen dienten je etwa 14 Tonnen des Ausgangsmaterials, das in Säcken zu einem Würfel gestapelt war, in dessen Mitte die Strahlungsapparate beobachtet werden konnten. Das Ergebnis dieser Messungen über Tag (Versuche Nr. 1 und 2) war in vollkommener Übereinstimmung mit den Beobachtungen im Bergwerk im anstehenden Gestein und ist inzwischen auch mit anderen Strahlungsapparaten bestätigt worden.

Es stellt sich also heraus, daß die an verschiedenen Instrumenten für den zwischen 9 bis 51% schwankendem Gehalt gemessenen Strahlungswerte dem Kaliumgehalt direkt proportional sind und daß selbst noch bei geringwertigen Salzen (bis etwa 1% herab) die Proportionalität ungefähr gewahrt ist.

Die Herkunft der Strahlung von Kalium kann damit wohl als sichergestellt gelten.

Die Ionisationswirkung des Kaliums in den hier benutzten verschiedenen Instrumenten, d. h. der Umsetzungsfaktor \mathfrak{K} , liegt zwischen 0.273 und 0.316 J . Die Strahlung von 1 g Kalium in 1 cm Abstand von der Mitte des betreffenden Apparats erzeugt also nur 0.27 bis 0.31 Ionen $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$.

Unter denselben Verhältnissen beträgt die Wirkung von 1 g Radium $K = 5.8$ bis $6.2 \cdot 10^9 J$, so daß also die Kaliumstrahlung rund $5 \cdot 10^{-11}$ mal unwirksamer als die Radiumstrahlung ist (Quotient \mathfrak{K}/K der Tabelle 2).

*) Herrn Generaldirektor Dr. Feit sowie dem Kaliwerk Aschersleben verdanke ich die Gelegenheit zu diesen Versuchen. Die Untersuchungen an Kaliumchlorid ermöglichte die Kaliforschungsanstalt, Berlin.

Tabelle 2.

Nr.	Salzart	Apparat Nr. 15		Apparat Nr. 14		Apparat Nr. 10	
		K-Gehalt $\cdot 10^2$ (chem. An.)	Ionisierungs- stärke q	$G \cdot 10^2$	Ionisierungs- stärke q	$G \cdot 10^2$	Ionisierungs- stärke q
1	KCl techn.	51.2	—	56.5 J	0.718	—	—
2	K ₂ SO ₄ techn.	40.6	—	—	70.2 J	0.730	—
3	Sylvinit IV, NaCl, KCl, MgSO ₄ , H ₂ O	14.3	—	—	—	—	—
4	Sylvinit II.	13.6	18.9 J	0.720	—	—	22.8 J
5	Kainit, K ₂ SO ₄ , MgSO ₄ , MgCl ₂ , 6 H ₂ O	12.7	17.5 J	0.717	17.4 J	0.724	21.4 J
6	Carnallit III, KCl, MgCl ₂ , 6 H ₂ O	9.0	12.5 J	0.720	12.3 J	0.730	20.3 J
	Mittel:	$F_{15} \cdot 10^2 = 0.719$	$F_{14} \cdot 10^2 = 0.729$	$F_{10} \cdot 10^2 = 0.629$			
	\mathfrak{K}_{15}	$= 0.277 J \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$	\mathfrak{K}_{14}	$= 0.273 J \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$	\mathfrak{K}_{10}	$= 0.316 J \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$	
	K_{15}	$= 5.5 \cdot 10^8 J \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$	K_{14}	$= 5.3 \cdot 10^9 J \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$	K_{10}	$= 6.2 \cdot 10^9 J \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$	
	$(\mathfrak{K}/K)_{15} = 5.03 \cdot 10^{-11}$		$(\mathfrak{K}/K)_{14} = 6.15 \cdot 10^{-11}$		$(\mathfrak{K}/K)_{10} = 5.10 \cdot 10^{-11}$		
7	Carnallit IV	8.3	12.2 J	0.741	—	13.4 J	0.618
8	Kieserit, MgSO ₄ , H ₂ O	1.4	1.9 J	0.737	1.9 J	0.738	2.2 J
9	Anhydrit, CaSO ₄	1.0	1.4 J	0.716	1.2 J	0.831	0.637
10	Alteres Steinsalz, NaCl	1.2	—	—	—	—	0.625

Tabelle 3.

Mittlerer Gehalt	Kalium g/g	Berechnetes Radiumäquivalent	Ionisierungsstärke in J			
			Beobachteter Radiumgehalt	Kalium	Radium	Kalium Radium Σ
10 Meilen Erdkruste	0.0298*	1.29, 10 ⁻¹²	2.3 · 10 ^{-12**})	1.78	1.63	3.41
Granite	0.0399	2, 10 ⁻¹²	3.1 · 10 ⁻¹²	2.75	2.20	4.95
Sandsteine	0.0109	0.65, 10 ⁻¹²	1.4 · 10 ⁻¹²	0.75	0.99	3.17
Kalksteine	0.0027	0.18, 10 ⁻¹²	0.9 · 10 ⁻¹²	0.19	0.64	1.74
Meerwasser	0.345, 10 ⁻³ †	17.25, 10 ⁻¹⁵	19 · 10 ⁻¹⁵	0.024	0.013	0.037
Höchstwert.	0.385, 10 ⁻³	19.25, 10 ⁻¹⁵	42 · 10 ^{-15***})	0.026	0.030	0.056
Niedrigster Wert	0.305, 10 ⁻³	15.25, 10 ⁻¹⁵	0	0.021	—	0.021

*) Clarke u. Washington; U. S. Geol. Survey Profess. Pap. 127. Washington 1927. — **) St. Meyer u. E. Schweidler: Radioaktivität, 2. Aufl. S. 549, Leipzig 1927. — ***) Dieselben; ebenda S. 566. — †) Kümmel, Handb. d. Oceanographie I, 218. Stuttgart 1907.

Für die Natur dieser Kaliumstrahlung als Wellenstrahlung spricht ihre hohe Durchdringungsfähigkeit, welche den Radium-C- γ -Strahlen gleichkommt, ja diese sogar noch übertrifft. Auch das Verhältnis der Ionisierungsstärke der beiden Strahlenarten läßt sich in diesem Sinne deuten. Nach der Tabelle 2 verhalten sich die aus den maßgeblichen Versuchen berechneten \mathfrak{R} -Werte ($\mathfrak{R} = \frac{\mu/d}{4\pi F}$) für Kalium ebenso wie die Eveschen Zahlen für die Radiumstrahlung der betreffenden Instrumente (K). Ihre Quotienten \mathfrak{R}/K sind nahezu gleich trotz der recht verschiedenen Ionisationsbedingungen, welche die Apparate bieten. Da die Instrumente im gleichen Verhältnis auf die beiden Strahlenarten ansprechen, so sollten Kalium- und Radium- γ -Strahlen nicht allzu verschieden ihrem Wesen nach, wahrscheinlich also vom gleichen Charakter sein.

Bisher hat man mangels anderer Unterscheidungsmöglichkeiten derart durchdringende Strahlen ohne weiteres als Wellenstrahlen angesprochen, weil ein solches Verhalten an Korpuskularstrahlen viel schwerer vorstellbar erschien und überhaupt noch nicht beobachtet worden war. Die neuen Ergebnisse über Höhenstrahlung*) haben aber bezeigt, daß sogar Korpuskularstrahlen von noch viel geringerer Absorbierbarkeit existieren. Es wäre daher wünschenswert, einen direkten Beweis für die Wellennatur der Kaliumstrahlung zu haben, ebenso wie die stark durchdringenden Strahlen der bereits bekannten Radioelemente daraufhin nachzuprüfen wären.

Wegen der geringen Strahlungsintensität könnte man hierzu an die Beobachtung diskreter Strahlen denken, etwa an Aufnahmen mit Wilsonkammer unter gleichzeitiger magnetischer Ablenkung, wie sie Skobelzyn**) ausgeführt hat. Experimentell einfacher dürfte ein Verfahren sein, mit welchem Bothe und Kolhörster***) einige Versuche an der Radium-C- γ -Strahlung gemacht haben. Läßt man nämlich γ -Strahlen eines Radiumpräparats auf zwei hintereinander gestellte Geiger-Müllersche Zählrohre †) fallen, so beobachtet man unter den einzelnen Stromstößen auch solche, die gleichzeitig erfolgen. Diese Koinzidenzen röhren von den Sekundärelektronen, nicht von der primären γ -Strahlung her. Denn schaltet man Metallfolien zwischen die beiden Zählrohre, so nimmt die Koinzidenzenzahl entsprechend der Absorption der Sekundärelektronen in solcher Weise ab, wie sie von den Ionisationsmessungen her schon bekannt ist. Vor den Zählrohren absorbieren dieselben, verhältnismäßig dünnen Folien nur einen ganz geringen Bruchteil der primären γ -Strahlung, was sich in der Zahl der Koinzidenzen nicht bemerkbar macht. Bei γ -Strahlen ergibt sich also ein ganz erheblicher Unterschied in dem Absorptionsvermögen ein und derselben Metallfolie, je nachdem sie vor oder zwischen die Zähler geschaltet wird.

*) W. Bothe und W. Kolhörster: Zeitschr. f. Phys. **56**, 751 (1929); D. Skobelzyn: ebenda **54**, 686 (1929).

) D. Skobelzyn: ebenda **54, 686 (1929).

***) W. Bothe und W. Kolhörster: ebenda **56**, 751 (1929).

†) H. Geiger und W. Müller: Phys. Zeitschr. **29**, 839 (1928); **30**, 489 (1929).

Ist dagegen die Primärstrahlung eine hochgeschwinde β -Strahlung, so sollte die Absorbierbarkeit derselben Folie vor oder zwischen den Zählrohren nicht so wesentlich verschieden sein. Versuche nach dieser Methode konnten mit den bisher verfügbaren Mitteln noch nicht durchgeführt werden, sie würden auch eine eigene, recht langwierige Arbeit erfordern.

Aus den experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten der Kaliumstrahlung läßt sich größtenteils eine Wellenlänge schätzen, die zwischen 10 bis 30 X-Einheiten liegen dürfte.

Der hier gefundenen Kaliumstrahlung kommt deswegen eine allgemeinere Bedeutung zu, weil es sich wahrscheinlich um eine Kernstrahlung handelt aus Gründen, wie sie für die ihr ähnliche harte Komponente der Radium-C- γ -Strahlung geltend gemacht werden*). Danach könnte man weiter vermuten, daß diese γ -Strahlung von den β -Strahlen im Atomkern des Kaliums ausgelöst wird, damit wäre ein neuer Hinweis auf die Kalium- β -Strahlung als Kernemission gegeben. Gerade diese Frage hat besondere Schwierigkeiten bei der Erklärung der Aktivität der Alkalien gemacht. Müßte sich doch, ebenso wie bei den hochatomigen Radiosubstanzen, nach den Verschiebungsregeln Kalium von der Atomnummer 19 durch den Verlust eines Kern- β -Teilchens in ein Element der Atomnummer 20, also in ein Calciumisotop umwandeln. Indessen sind alle bisherigen Untersuchungen, die eine sichere Entscheidung in dieser Frage durch den Nachweis eines Umwandlungsprodukts erbringen wollten, stets negativ ausgefallen. Man könnte dies vielleicht mit den nicht besonders günstigen Verhältnissen bei der chemischen Analyse erklären. Denn selbst, wenn man geologische Zeiten zu Hilfe nähme und nach dem Vorschlage von Lachs**) bzw. Meyer-Schweidler***) bei Calcium aus geologisch sehr alten Kalilagern ein anderes Atomgewicht erwarten kann, als Calcium aus kalifreiem Vorkommen aufweist, so wären die Aussichten für eine praktische Ausführung einer derartigen chemischen Untersuchung nach Hahn und Rothenbach†) doch sehr gering.

Mit dem Massenspektrographen wären eher positive Ergebnisse zu erwarten, denn bei dem Übergang von Kalium 41 auf Calcium 41 würde die seit Verfestigung der Erdkruste gebildete maximale Menge von Calcium 41 etwa 1% betragen, die nachweisbar sein sollte††). Indessen hat Aston†††) für die Atomgewichte bisher nur die Isotopen 39 und 41 für Kalium, für Calcium 40 und 44, aber kein gemeinsames Isotop gefunden.

*) K. W. F. Kohlrausch: Radioaktivität, S. 20. Leipzig 1928.

**) H. Lachs: Chem. Centralbl. 1, 872 (1916).

***) Stefan Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität, 1. Aufl., S. 429. Leipzig 1916.

†) O. Hahn und M. Rothenbach: Phys. Zeitschr. 20, 194 (1919). Man vergleiche hierzu: A. V. Frost und O. Frost: Nature 125, 48 (1930); A. Holmes und R. W. Lawson: ebenda 125, 48 (1930); O. Hönigschmid: ebenda 125, 91 (1930).

††) G. v. Hevesy: Nature 120, 888 (1927).

†††) F. W. Aston, Phil. Mag. 45, 944 (1923).

Wegen der unbefriedigenden Ergebnisse der experimentellen Arbeiten griff man daher immer wieder auf Überlegungen über die Kernstruktur zurück.

Die Ansicht, das hohe Atomvolumen der Alkalien für ihre Aktivität verantwortlich zu machen*), also die Ring- nicht Kernelektronen als Ausgang der β -Strahlung zu betrachten, sei erwähnt, ebenso die Annahme der sogenannten Tauchbahnen der Elektronen (sehr exzentrische Bahnen, die bis dicht an den Kern heranführen und dann eine Wechselwirkung mit den Kernelektronen gestatten)**). Dadurch wäre die sonst notwendige Bildung eines Calciumisotops umgangen. An Hand des Rutherford'schen Kernmodells haben schon recht früh Swinne und Kossel***) auf folgendes aufmerksam gemacht: Denkt man sich die Atomkerne der Elemente aus Heliumkernen aufgebaut, so würden die ersten Kernelektronen etwa vom Atomgewicht 40 an auftreten, also an einer Stelle, wo Kalium als erster β -Strahler erscheint. Auch die Neigung zur Stufenbildung in der Zahl der Kernelektronen (aus der Beziehung zum Atomgewicht) wird bereits von Kossel hervorgehoben.

Unter Hinweis auf die ausführlichen Erörterungen bei Kohlrausch, Radioaktivität, Leipzig 1928, Kapitel X, „Der Atomkern“, seien daher hier nur die letzten Ergebnisse skizziert. So hat G. Beck†) nachgewiesen, daß für Elemente, die keine freien Protonen enthalten (Atomgewicht 4 n), Elektronen nur paarweise vorhanden sind und daß ihre Paarzahl vom Atomgewicht stufenweise abhängt. Hierauf gründete dann Gamow††) die Ansicht, daß selbst ein stabiler Kern an solchen Stufenstellen zwei Elektronen verlieren kann, womit die Kalium- β -Aktivität als Kernemission verständlich erscheinen würde.

Im Verlauf solcher Untersuchungen setzte sich dann immer mehr die Ansicht durch, daß nicht K 39, sondern sein höheres Isotop aktiv sein müsse†††). Der Nachweis hierfür ist vor kurzem von Hevesy und Lögstrup§) im Verein mit Biltz und Ziegert§§) geglückt. Die beiden ersten Autoren konnten ein Kaliumpräparat herstellen, in welchem nach Ausweis der Atomgewichtsbestimmung, die von Hönigschmidt und Goubeau vorgenommen wurde, das schwere Isotop um etwa 4.8% angereichert war. Die darauf von Biltz und Ziegert ausgeführten Messungen der β -Aktivität dieses Präparats ergaben, daß es tatsächlich um 4.2% stärker strahlte als gewöhnliches Kalium, so daß nur das Isotop K 41 als aktiv angenommen werden kann. Damit ist auch ohne Nachweis eines Folgeprodukts mit großer Wahrscheinlichkeit die Kalium- β -Aktivität

*) St. Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität, 1. Aufl., S. 429 (1916).

**) S. Rosseland: Zeitschr. f. Phys. 14, 173 (1923); F. H. Loring: Nature 117, 448 (1926).

***) W. Kossel: Phys. Zeitschr. 20, 265 (1919). Dort Hinweis auf Swinne.

†) G. Beck: Zeitschr. f. Phys. 47, 407 (1928); 50, 548 (1928).

††) G. Gamow: Phys. Zeitschr. 30, 718 (1929).

†††) W. Kossel: ebenda 20, 265 (1919); W. D. Harkins: Proc. Nat. Acad. Soc. 11, 630 (1925); A. Holmes und R. W. Lawson: Phil. Mag. 2, 1218 (1926).

§) G. v. Hevesy: Nature 120, 838 (1927).

§§) M. Biltz und H. Ziegert: Phys. Zeitschr. 29, 197 (1928).

als Kernemission festgestellt, und es erhebt sich nunmehr die Frage, ob nicht die hier gefundene γ -Aktivität ebenfalls nur K 41 zukommt. Die Versuche würden sich wahrscheinlich in ähnlicher Weise durchführen lassen, jedoch dürfte infolge der viel geringeren γ -Aktivität manche Schwierigkeit zu erwarten sein, die bei den zurzeit verfügbaren Mengen von K 41 kaum eine andere als die Zählmethode überwinden kann.

Wenn also in Analogie mit der β -Aktivität von K 41 auch die γ -Strahlen allein von K 41 ausgehen sollten, dann wäre die hier bestimmte Aktivität für K 39.1 nur 5% der wirklichen des K 41, da K 41 zu 5%, K 39 zu 95% im gewöhnlichen Mischelement K 39.1 vorkommt. Die äquivalente Radiummenge wäre, auf K 41 bezogen, $\mathfrak{R} 41/K = 9.5 \cdot 10^{-10}$, während für $\mathfrak{R} 39.1/K = 5 \cdot 10^{-11}$ ermittelt wurde.

Dann wäre auch der Unterschied zwischen der Aktivität der hochatomigen Elemente Uran und Thor und der sonst so viel kleineren der Alkalien schon nicht mehr so beträchtlich, und wenn man zudem berücksichtigt, daß Kalium nicht nur eine β -, sondern auch eine γ -Kernstrahlung aussendet, so ist die Analogie zwischen Kalium und den hochatomigen Radiumelementen doch schon so viel enger geworden, daß man die früher gemachte Differenzierung im Wesen der Aktivität von leicht- und hochatomigen Elementen kaum mehr aufrecht erhalten wird.

In diesem Zusammenhange ist noch auf Folgendes hinzuweisen: Heliumgehaltsbestimmungen verschiedener Salzarten, wie sie von Strutt*) ausgeführt worden sind (die erste Spalte der folgenden Übersicht), haben zu der Vermutung geführt, daß vielleicht Kalium an diesem Heliumvorkommen irgendwie beteiligt sein könnte. Einer solchen Annahme widersprach jedoch völlig das Fehlen einer α -Strahlung bei Kalium. Indessen hat Kirsch**) gezeigt — Spalte 2 und 3 —, daß das Verhältnis Helium : Uran in sehr weiten Grenzen von 0.3 bis 256 schwankt, also die Uranradium- α -Strahler nur von untergeordneter Bedeutung für das Heliumvorkommen sein können.

Wenn man überlegt, wie außerordentlich schwach die Kalium- γ -Aktivität gegenüber der γ -Wirkung von Radium ist, so könnte man Entsprechendes auch bei einer α -Strahlung des Kaliums erwarten. Bildet man daher das Helium-Kaliumverhältnis bei hochprozentigen Kalisalzen — Spalte 4 —, so ergibt sich eine überraschende Konstanz (1.05 bis $1.07 \cdot 10^{-5}$) und berechnet man hieraus sowie aus dem Heliumvorkommen den Kaliumgehalt von Steinsalz bzw. Kieserit — Spalte 5 —, so kommt man auf Zahlen, die den tatsächlichen Verhältnissen durchaus entsprechen. Daß, soweit mir bekannt, hierauf noch nicht hingewiesen wurde, mag seine Erklärung darin finden, daß Steinsalz und Kieserit wohl meist als völlig kalifreie Mineralien angesprochen werden, und daß das Heliumvorkommen in Gesteinen allen möglichen Zufälligkeiten unterworfen sein kann. [Man vgl. hierzu z. B. G. Kirsch**).]

*) R. I. Strutt: Proc. Roy. Soc. London (A) 81, 278 (1908).

**) G. Kirsch: Geologie und Radioaktivität, S. 190. Wien und Berlin 1928.

Aus letzterem Grunde wird man den hier dargelegten Verhältnissen zunächst nur soviel Gewicht beilegen können, daß sie zu einer Untersuchung von Kalium auf α -Aktivität ermutigen. Dazu wären weitere Heliumgehaltsbestimmungen an analysierten Kaliumsalzen verschiedenster Konzentration auszuführen und vielleicht auch ein direkter Nachweis zu versuchen. Eine α -Strahlung von schätzungsweise einigen α -Teilchen in der Sekunde von 1 g Kalium dürfte neben der β -Strahlung allerdings nur sehr schwer nachzuweisen sein. Sie wäre aber vielleicht noch gerade mit dem Geigerschen α -Strahlenzähler zu fassen.

Salzart	$\frac{\text{mm}^3 \text{He}}{100 \text{ g Mineral}}$	$\frac{\text{g U}_3\text{O}_8}{100 \text{ g Mineral}}$	$\frac{\text{cm}^3 \text{He}}{\text{g U}_3\text{O}_8}$	Mittl. Kaligehalt $\frac{100 \text{ g Mineral}}{100 \text{ g Mineral}}$	$\frac{\text{cm}^3 \text{He}}{\text{g K}}$
Steinsalz, NaCl	0.0233	$7 \cdot 10^{-6}$	3.3	2.2 errechnet	
Sylvin, KCl	0.55	$2.15 \cdot 10^{-6}$	256	52.3	$1.05 \cdot 10^{-5}$
Carnallit, $\text{KClMgCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	0.151	$3.23 \cdot 10^{-6}$	47	14.1	$1.07 \cdot 10^{-5}$
Kieserit, $\text{MgSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$.	0.0179	$6.47 \cdot 10^{-5}$	0.277	1.8 errechnet	

Trotz ihrer verhältnismäßig geringen Strahlungsstärke werden die Kalisalze wegen ihrer relativ hohen Konzentration und allgemeinen Verbreitung zu einem wichtigen geophysikalischen Faktor für den Ionisationshaushalt, da Kalium ja selbst gesteinsbildend in der Erdkruste auftritt.

Über die Ionisierungsstärke in Kaligesteinen gab Tabelle 2 bereits Aufschluß. Man kann bei 1% Kaligehalt und allseitiger Strahlung aus sattdicker Schicht mit 1.4 bis 1.6 J rechnen, je nach Art des verwendeten Instruments. Aber auch sonst ist Kalium in einer Verbreitung von 10^{-2} bis 10^{-4} g/g an der Erdoberfläche anzutreffen, so daß es sich lohnt, die Wirkung kalihaltiger mit denen radiumhaltiger Substanzen auf Strahlungsapparate für bestimmte Fälle zu vergleichen, worüber die Tabelle 3 unterrichtet.

In dieser sind Angaben über den mittleren Kalium- und Radiumgehalt der 10-Meilen-Erdkruste und des Meerwassers von der Oberfläche zusammengestellt und zur Kennzeichnung der Extremwerte auch für einige Gesteinsarten angeführt.

Zunächst ergibt sich, daß die aus dem Kaligehalt mit dem Faktor $5 \cdot 10^{-11}$ berechnete äquivalente Radiummenge der Größenordnung nach mit dem experimentell ermittelten Radiumgehalt ungefähr übereinstimmt. Ferner ist in der

Tabelle 3 die Ionisationswirkung beider Elemente aus $J = \frac{2 \pi \cdot R \cdot G}{\mu/d}$ für ein

4- und 2-Liter-Instrument mit den experimentell für beide bestimmten Konstanten berechnet. Dabei wird angenommen, daß die strahlende Substanz vom Gehalt G aus einem halb unendlich strahlenden Raum auf die an ihrer Oberfläche beobachteten Strahlungsapparate unmittelbar wirkt. Hieraus läßt sich dann für andere Fälle die Strahlungsintensität ableiten, z. B. wenn der Apparat in bestimmtem Abstand von der Begrenzungsfläche aufgestellt ist oder allseitig bestrahlt wird*). Die Zahlenangaben können natürlich nur zur ersten Orientierung

*) Stefan Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität, 2. Aufl., S. 82 und 602. Leipzig 1927.

dienen, da der ganzen Sachlage nach die Verhältnisse von Fall zu Fall viel zu verschieden liegen.

Auch aus diesen für bestimmte Instrumente, also spezielle Fälle, berechneten Werten geht hervor, daß der Kaligehalt des Erdbodens ungefähr dieselbe Ionisationswirkung wie sein Radiumgehalt liefert, während über dem Meere die Kaliumstrahlung überwiegt oder in Landferne sogar ganz allein wirksam ist. Allerdings werden bei Beobachtungen über See die wenigen Hundertstel Ionen meist ohne Bedeutung sein. Sie können aber bei Reststrahlungsmessungen im Meere eine Rolle spielen, weil beim Versenken, also bei allseitiger Bestrahlung, die doppelten Beträge zu erwarten sind.

Für die Ionisierung über festem Boden erscheinen die hier gegebenen Werte der Tabelle 3 vielleicht deswegen etwas hoch, weil sich die Gehaltsangaben, nach denen sie berechnet sind, auf frische, unverwitterte Gesteine beziehen dürften. Diesen gegenüber sind jedenfalls die obersten Bodenschichten, die bei Erdstrahlungsmessungen wegen der Absorption überwiegen, viel ärmer an Kalium und Radium. Jedoch fehlen im allgemeinen Anhaltspunkte darüber, wie man dem Verwitterungsfaktor genauer Rechnung tragen könnte, ohne immer wieder nur Schätzungen zu bringen. Zu einer einigermaßen gesicherten Ionisierungsbilanz sind sowieso die Angaben über die Wirkungen der anderen aktiven Substanzen, insbesondere von Thorium und Uran, aber auch von Ionium und Aktinium zurzeit noch immer zu unbestimmt. So liegen z. B. analoge Messungen des Ionisierungsvermögens der γ -Strahlen (Ermittlung der K-Werte) noch nicht einmal für Thorium und Uran vor, obwohl doch bei ihnen keinerlei Unsicherheiten (z. B. bezüglich der Reindarstellung) wie bei Aktinium und Ionium mehr bestehen. Bisher schätzte man den Betrag der Thorium- und Uraniumionisation etwa von gleicher Größe wie den der Radium- und damit der Kaliumionisation auf Grund der mittleren Gehaltsangaben.

Um wenigstens ein Bild von den in Betracht kommenden Zahlen zu geben, sei die folgende kleine Übersicht angeführt, obwohl deren Werte zum Teil kaum der Größenordnung nach als sicher zu betrachten sind. Sie weisen wohl besonders deutlich auf die Notwendigkeit exakter Bestimmungen bei Thorium und Uran hin.

	K	Th	U	Ra
Granite	0.04	$2 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-12}$ g/g
Meerwasser	$0.35 \cdot 10^{-8}$	$20 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$20 \cdot 10^{-15}$ „

Nach diesen Schätzungen sollten also die Erdstrahlungswerte ungefähr zu je ein Viertel von den hier angeführten Elementen herrühren, wobei man noch die Aktinium- und Ioniumionisation vernachlässigt. Wenn daher mit dem 4- oder 2-Liter-Instrument bei Abschirmung mit 18.5 cm Eisen direkt über Gartenerde (Sandboden) 1.42 bzw. 1.62 J bestimmt wurden, so wären ungefähr je 0.36 bzw. 0.40 J jedem der vier Ionisatoren zuzuschreiben.

Man sieht, daß diese Zahlenwerte zwischen denen für Sand- und Kalkstein berechneten der Tabelle 3 liegen, was durchaus plausibel bei den norddeutschen

Sandböden erscheint. Bei Gesteinsböden sind natürlich vielfach höhere Erdstrahlungswerte gemessen, aber auch solche sind mit den hier gegebenen Zahlen verträglich; sie werden teilweise überhaupt erst durch die bisher unbeachtete Wirkung der Kaliumkomponente verständlich. So erklärt sich beispielsweise, zumindest qualitativ, die früher vielfach allein als Sekundärstrahlung gedeutete Differenz zwischen gemessenen und berechneten Erdstrahlungswerten.

Die bodennahen Luftsichten werden von der Kaliumstrahlung etwa in demselben Betrage ionisiert wie von der Radiumstrahlung. Wegen ihres höheren Durchdringungsvermögens reicht jedoch deren Ionisationswirkung höher hinauf — etwa doppelt so hoch — als die von Radium. Damit dürfte zusammenhängen, daß bei Messungen in Luftfahrzeugen die Abnahme der Erdstrahlung meist geringer gefunden wurde, als sie nach der Absorbierbarkeit der Radium- bzw. Thorium- γ -Strahlen allein zu erwarten ist.

Tabelle 4.

Prozente des Bodenwertes . . .	100 %	50 %	20 %	10 %	5 %	1 %
Bodenwert über Festland . . .	2 J	1 J	0.4 J	0.2 J	0.1 J	0.02 J
Bodenwerte über dem Meere . .	0.025 J	0.012 J	—	—	—	—
h Radium- γ -Strahlung.	0 m	60 m	170 m	280 m	390 m	650 m
h Kalium- γ -Strahlung	0 m	140 m	420 m	670 m	940 m	1580 m
$\Phi(\mu' h)$	1.00	0.50	0.20	0.10	0.05	0.01
$(\mu' h)$	0	0.27	0.80	1.28	1.78	3.00

Über die hier obwaltenden Verhältnisse gibt Tabelle 4 einen Überblick. In ihr sind die Höhen angeführt, in welchen die Radium- bzw. Kaliumstrahlen auf bestimmte Prozente ihres Bodenwertes geschwächt auftreten.

Sei $q_{(0)} = \frac{2\pi K}{\mu/d} \cdot G$ die Ionisierungsstärke in einem auf dem ebenen Erd-

boden aufgesetzten Strahlungsapparat (siehe S. 345), so beträgt in der Höhe h in demselben Instrument die Ionisierungsstärke $q_{(h)} = q_{(0)} \cdot \Phi(\mu' h)^*$, wenn μ' den Absorptionskoeffizienten der betreffenden γ -Strahlung in Luft von Atmosphärendruck bedeutet und $\Phi(\mu' h) = e^{-\mu' h} + (\mu' h) \cdot Ei(-\mu' h)$ die aus Absorptionsproblemen her bekannte Funktion ist**).

Dann ergeben sich für Werte zwischen 0.01 und 1 von $\Phi(\mu' h) = \frac{q_{(h)}}{q_{(0)}}$ aus den Tabellen**) die zugehörigen $(\mu' h)$ und mit $\mu'_{Ra} = 4.6 \cdot 10^{-5}^{***}$ bzw. $\mu'_K = 1.9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ die angeführten Höhen. Die Änderung des Absorptionskoeffizienten mit abnehmender Luftdichte bei wachsender Höhe würde die Höhen vergrößern. Da diese Korrektion hier unter 10% bleibt, ist sie bei der Schätzung nicht berücksichtigt worden.

*) L. v. King: Phil. Mag. **23**, 242 (1912).

**) Tabelliert, z. B. bei St. Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität, 2. Aufl., S. 625 (1927); man vgl. Niels Nielsen: Theorie des Integrallogarithmus. Leipzig 1906.

***) V. F. Hess: Wiener Ber. **120**, 1205 (1911).

Man sieht, daß über Festland die Kaliumstrahlung bei einem Bodenwert von $2 J$ noch im ersten Höhenkilometer wirkt, während die Radiumstrahlung bereits in 400 m auf denselben Betrag ($0.1 J$) geschwächt ist. Diese gegenüber der Annahme reiner Radiumstrahlung verzögerte Abnahme der Erdstrahlung stimmt durchaus mit den Ballonbeobachtungen über Festland überein*). Bei Messungen in Luftfahrzeugen über See dagegen kommen, wie man sieht, die aktiven Substanzen des Meeres nicht in Betracht.

Eine experimentelle Bestätigung für die Unterschiede in der Wirkung der Erdstrahlung über Festland und See wurde soeben von Béhounek**) erbracht. Er findet für eine mittlere Höhe von rund 500 m eine Differenz zwischen Land- und Seewerten von $0.5 J$ in guter Übereinstimmung mit den hier gegebenen Schätzungen. In Anbetracht der geringen Reisehöhe von Luftschiffen erfordern diese Verhältnisse also Beachtung.

Über die Wärmeentwicklung der Kalium- γ -Strahlung lassen sich vorerst nur folgende rohe Angaben machen, indem man von ihrem Radiumäquivalent ($5 \cdot 10^{-11}$) ausgeht. Die γ -Strahlen von 1 g Radium + Ra B + Ra C erzeugen $9.5 \text{ cal/Stunden}^{***}$). Die ihnen etwa gleichen Kalium- γ -Strahlen würden entsprechend $9.5 \cdot 5 \cdot 10^{-11} = 4.75 \cdot 10^{-10} \text{ cal/Stunden} = 4.16 \cdot 10^{-6} \text{ cal/Jahr}$ für 1 g zu liefern vermögen. Die Wärmeentwicklung von 1 g Kalium durch seine β -Strahlung beträgt dagegen nach Holmes und Lawson†) $1.24 \cdot 10^{-4} \text{ cal/Jahr}$, ist also rund 30 mal größer als die Wärmeentwicklung durch Kalium- γ -Strahlung. Die Energie der γ -Strahlung des Kaliums würde mithin nur 3% der Energie seiner β -Strahlung betragen. Vergleicht man damit die Verhältnisse bei ausgesprochenen β -Strahlern der hochatomigen Radioelemente, wie z. B. Radium D und Radium E, deren γ -Wirkungen zwischen 17 bis 35% ‡‡ bzw. unter 9% ‡‡‡ der β -Wirkung liegen, so hat dieser Befund nichts Auffälliges.

Man kann ungezwungen annehmen, daß die nach der Aussendung des β -Strahles im Kern notwendig werdende Umgruppierung nur geringfügig ist, was ja auch durch andere Überlegungen beim Kaliumatom (z. B. Stufenstelle) nahegelegt wird, so daß nur wenig Energie in Form einer Kern- γ -Strahlung nach außen abgegeben zu werden braucht. Ob hiermit allerdings die hohe Durchdringungsfähigkeit des einzelnen Kalium- γ -Strahles zu vereinbaren ist, läßt sich noch nicht recht entscheiden, so daß man zu mancherlei Spekulationen (z. B. in Analogie mit Ra D und Ra E zur Annahme zweier β -Strahler bei Kalium) verleitet werden könnte. Indessen sind bei dem heutigen Stande unserer Kenntnisse vom Atomkern solche Spekulationen wohl doch noch nicht angebracht.

*) W. Kolhörster: Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. Hamburg 1924.

) F. Béhounek: Terr. Magn. u. Atm. El. **34, 173 (1929).

***) St. Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität. 2. Aufl., S. 228. Leipzig 1927.

†) A. Holmes und R. W. Lawson: Phil. Mag. **2**, 1218 (1926).

‡‡) J. Szmidt: Phil. Mag. **28**, 527 (1914).

‡‡‡) E. Rutherford und H. Richardson: Phil. Mag. **26**, 324 (1913).

Die Schätzungen von Holmes und Lawson*) beruhen auf der experimentell der Größenordnung nach gesicherten Halbwertszeit $T_{K_{39}} = 1.5 \cdot 10^{12}$ Jahre und dem Vergleich der β -Strahlung mit der des Urans. Aus der γ -Strahlung im Vergleich mit Radium würde, mit den hier ermittelten Konstanten entsprechend bestimmt, $T_{K_{39}}$ etwa 10^{14} Jahre betragen bzw. $T_{K_{41}}$ etwa $5 \cdot 10^{12}$ Jahre.

Um ein einigermaßen vergleichbares Bild zu gewinnen, in welchem Maße die Kalium- γ -Strahlung zur Erdwärme beiträgt, muß man wegen der hohen Konzentrationsunterschiede im Kalium- und Radiumvorkommen die in 1 g Erdsubstanz von beiden Strahlenarten entwickelte Wärmemenge vergleichen. Mit den früher in der Tabelle 8 angeführten Werten für den mittleren Radium- und Kaliumgehalt der „10-Meilen-Erdkruste“ ergibt sich für Radium eine Wärmemenge von $1.9 \cdot 10^{-7}$ cal/Jahr, für Kalium von $1 \cdot 10^{-7}$ cal/Jahr in 1 g Erde, oder rund 50% der Radiumwirkung. Im Seewasser würden etwa $1.4 \cdot 10^{-9}$ cal/Jahr von der Kalium- γ -Strahlung erzeugt. Die Zahlen sind mit dem Äquivalent $5 \cdot 10^{-11}$ berechnet.

Auf die Bedeutung der Kaliumstrahlung für Zwecke der praktischen Geologie sei hier noch kurz hingewiesen. Man hat vor einiger Zeit begonnen, zu Mutungs- und damit zusammenhängenden Fragen sogenannte radioaktive Profile nach der γ -Strahlenmethode aufzunehmen. Da man bei ihrer Deutung die hier gefundene Kalium- γ -Strahlung naturgemäß noch nicht in Erwägung ziehen konnte, so bedürfen die seinerzeit aus ihnen abgeleiteten Schlüsse einer entsprechenden Korrektur. Sie könnten ferner, sobald man Anhaltspunkte für die von den Kaliumsalzen hervorgerufene Intensität hat, für kulturchemische Zwecke der Landwirtschaft von Bedeutung werden, da sie Unterlagen für den Gehalt des Ackerbodens an Kalisalzen, mithin für seine Ertragsfähigkeit zu geben vermögen. Auch wäre im Zusammenhang hiermit die Kaliumaktivität in bezug auf ihre pflanzenphysiologische Wirkung weiter zu studieren, für welche vielleicht die Kaliumstrahlung geradezu spezifisch ist. Schließlich bietet die γ -Strahlenmessung die Möglichkeit einer neuen Analysenmethode zur Ermittlung des Kaliumgehalts beliebiger Kaliprodukte. Gegenüber der chemischen Analyse, die sich immer nur auf die Untersuchung einer beschränkten Anzahl einzelner Proben beziehen kann, bietet sie den Vorteil, ohne weiteres einen über eine verhältnismäßig große Masse sich erstreckenden Mittelwert allein aus einer einzigen Analyse zu gewinnen. Für bergbautechnische Fragen, insbesondere für die Untersuchung der Abbauwürdigkeit von Kalilagern, wird die Methode bei dem reichlichen Kalivorkommen in Deutschland allerdings weniger Bedeutung haben als in der kaliverarbeitenden Industrie, wo seit langem nach einem solchen Verfahren ein Bedürfnis vorhanden ist.

Die Untersuchungen sind mit Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Charlottenburg, ausgeführt worden, wofür auch an dieser Stelle aufrichtig gedankt sei.

*) A. Holmes und R. W. Lawson: Phil. Mag. 2, 1218 (1926).

Über die Form der Fernschallwelle

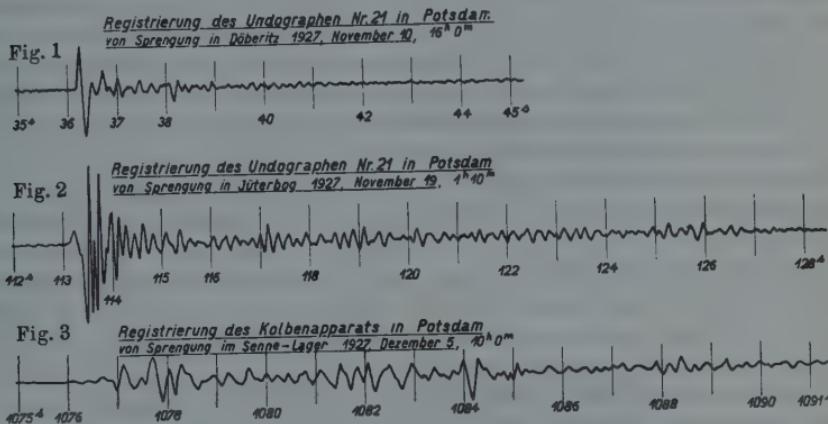
Von W. Kühl, Potsdam — (Mit 3 Kurvenbildern)

Die durch Sprengungen erzeugte Schallwelle erleidet in der Atmosphäre erhebliche Formänderungen. Es wird nachgewiesen, daß die Registrierungen unserer jetzigen Empfangsapparate trotz gewisser Unvollkommenheiten das Wesentliche dieser Erscheinung erkennen lassen; einige Beispiele typischer und merkwürdiger Fernschallkurven wurden wiedergegeben und besprochen.

Bei den bisherigen Forschungen über die Ausbreitung starker Schallimpulse in der Erdatmosphäre hat man neben der Feststellung der „Hörbarkeit“ in verschiedenen Entfernungen, deren Merkwürdigkeit ja die Anregung für diese ganzen Untersuchungen gab, nur die Laufzeiten untersucht und durch sie bekanntlich höchst bemerkenswerte Aufschlüsse über die Beschaffenheit der Atmosphäre in sehr großen Höhen erhalten. Die sehr auffälligen Formänderungen, die die Sprengwellen bei der Fortpflanzung auf große Entfernungen meist, oft aber schon nach einigen Kilometern erfahren, sind bisher wenig beachtet worden. Die Form der Welle ist wesentlich nur vom sprengtechnischen Standpunkt aus durch Beobachtungen nahe am Explosionsort untersucht worden. Die große Mannigfaltigkeit, die sie in einiger Entfernung aufweist, hat zwar dazu geführt, daß man empirisch gewisse Typen unterscheidet und in den Berichten angibt, eine Deutung und Verwertung hat man aber bisher kaum versucht. Der Grund für die Vernachlässigung dieses interessanten Gebietes liegt wohl in erster Linie darin, daß man glaubt, unsere bisherigen Aufnahmeinstrumente für Fernschall gäben die Form der Wellen stark gefälscht wieder und eine Reduktion der Kurven auf den wahrer Druckverlauf sei unmöglich oder doch unverhältnismäßig schwierig. Beides ist nun bis zu einem gewissen Grade richtig, ich möchte aber im folgenden nachweisen, daß gewisse höchst merkwürdige Feststellungen sich doch trotz der Unvollkommenheit des Registriermaterials schon jetzt machen lassen und daß hier vielversprechende Probleme zu lösen sind.

Was zunächst die Richtigkeit unserer Schallregistrierungen als Wiedergabe des Druckverlaufes in der freien Atmosphäre angeht und die oft geforderte Schaffung eines Apparats, der sie wesentlich verbessert, so ist vor allem darauf hinzuweisen, daß es sich hier um ungemein geringe Kräfte handelt, und daß man wahrscheinlich nur mit sehr komplizierten und kostspieligen Methoden, die eine Verstärkung etwa auf dem Wege über elektrische Umformung benutzen, wesentlich weiter kommen kann als mit den bisherigen mechanisch-optisch arbeitenden Apparaten. Es fehlt hier an Raum, um ihre Theorie zu entwickeln; das Wesentliche ist, daß man die außerordentlich hohe Empfindlichkeit, die erforderlich ist, in Verbindung mit kleinen Schwingungsdauern nur durch Benutzung von Aufnah-

systemen von außerordentlich geringer Masse erreichen kann, daß die Masse verringern aber ihre Grenze hat in der Starrheit, die die Systeme besitzen müssen. Es läßt sich theoretisch zeigen und praktisch nachweisen, daß sowohl die Wiechertschen Membranapparate als auch die bei den Versuchen der Notgemeinschaft meist benutzten, von mir konstruierten Flügelundographen bei einer statischen Empfindlichkeit, die Druckänderungen von $1/10000 \text{ g/cm}^2$ erkennen läßt, noch Wellen von Schwingungszahlen bis etwa 20 ohne wesentliche Änderung der Empfindlichkeit mit der Periode wiedergeben; für kürzere Wellen nimmt die Empfindlichkeit dann allerdings schnell ab. Da nun der Hauptteil der Sprengwellen aus einer (gedämpften) Sinusschwingung von etwa $1/5 \text{ sec}$ Periode besteht, so wird diese und die nächsten Oberschwingungen, damit also die Form der Welle im groben, richtig registriert. Sicher wird eine genaue Analyse der Sprengwelle noch kurzzeitig registriert. Sicher wird eine genaue Analyse der Sprengwelle noch kurz-



welligere Anteile ergeben, die also unterdrückt werden; und wenn es sich etwa um Deformationen handelt, wie man sie nahe an der Sprengstelle mit viel unempfindlicheren Apparaten untersuchen kann, so würden diese Mängel schwer ins Gewicht fallen.

Aber ein Blick auf die Fernschallregistrierungen schon in etwa 20 km Entfernung vom Sprengort lehrt, daß hier Veränderungen der Wellen von ganz anderer, viel größerer Art vorliegen; und um sie wenigstens in großen Zügen zu studieren, dazu reichen unsere Registrierungen vollkommen aus*). Während die Wellen nahe der Sprengstelle im wesentlichen durch eine stark gedämpfte Sinuswelle dargestellt werden können, kommt eine ähnliche Form in mittleren (20 bis 100 km) und großen Entfernungen verhältnismäßig selten vor (Fig. 1. Registrierung des Undo-

*) Auszuschließen sind dabei die Registrierungen solcher Apparate, die infolge ihrer Konstruktion stark ungedämpfte Eigenschwingung haben oder aber längere Wellen als 0.1 sec schlecht wiedergeben, wie es bei grob undichten Undographen der Fall ist.

graphen Nr. 21 in Potsdam von Sprengung in Döberitz). Es ist sehr bemerkenswert, daß gerade ungewöhnlich starke Empfänge, besonders auch solche von direktem Schall auf große Entfernungen, diese Form zeigen. Viel häufiger aber erhalten wir ganz andere Bilder, deren Typ durch Fig. 2 dargestellt wird. Der Hauptteil wird durch mehrfachen Ablauf einer Welle von einer Periode von ungefähr 0,2 sec ohne merkliche Dämpfung dargestellt. — Eine gewisse Unregelmäßigkeit ist immer vorhanden, manchmal durch eine zweite „unharmonische“ Komponente gut darstellbar. Auf die letzte Schwingung folgt häufig, wie in der Figur, unmittelbar die Nachstörung, über die noch zu sprechen ist, oft aber auch nach einer Strecke von mehreren Wellenlängen, die nur kleine, unregelmäßige Bewegung zeigt, eine neue Reihe größerer Schwingungen, im extremen Fall eine von der ersten Bewegung durch eine Zeit vollkommener Ruhe getrennte zweite mehr oder minder ähnliche. Der charakteristische Unterschied dieses Verlaufs gegen den normalen des ersten Falles besteht darin, daß das erste positive Ausschwingen nicht das höchste Maximum bringt; merkwürdigerweise ist außerdem, wie in der Figur, meist die Zeit zwischen Einsatz und erstem, rückläufigem Durchgang durch die Ruhelage erheblich größer als die der folgenden Halbschwingungen, im direkten Gegensatz zur Wellenform nahe der Sprengstelle. Betrachten wir nun diese Form, die schon dadurch bemerkenswert ist, daß sich mehr als die Hälfte der Fälle diesem Typ zuordnen lassen, so ist zunächst klar, daß durch Appareteigentümlichkeiten unmöglich eine Welle der Form 1 so umgefälscht werden könnte. Selbst wenn die Dämpfung sehr viel schlechter wäre, als sie bei den gebräuchlichen Apparaten ist, wäre die Wiederholung durch die Eigenschwingung des Systems deshalb nicht zu erklären, weil deren Periode bei allen benutzten Apparaten wesentlich kürzer ist als die registrierte Bewegung. Man könnte vielleicht an ein Aufschwingen von Luftmassen oder anderen Körpern am Aufstellungsort denken — bei ungeeigneten Aufstellungen können sich solche Erscheinungen sehr bemerkbar machen —, aber schon der Umstand, daß an den verschiedensten Orten selbst in erheblicher Entfernung voneinander ganz ähnliche Bilder erhalten werden, beweist, daß es sich wirklich um eine Bewegungsform der freien Atmosphäre handelt.

Zur Erklärung dieser Umformung der Welle scheinen mir zwei Möglichkeiten vorzuliegen. Man könnte daran denken, und die erwähnte Konstanz auf größere Entfernung spricht für ähnliches, daß ein größerer, die Sprengstelle umgebender Luftkörper in eine Art Eigenschwingung geriete, die sich nun fortpflanzen würde, ähnlich wie die durch einen Steinwurf getroffene Stelle der Wasseroberfläche auf- und abschwingt und dadurch nicht einen, sondern eine ganze Reihe von Wellenringen erzeugt. Doch scheint mir diese Theorie mit dem nahe der Sprengstelle beobachteten einfachen Druckverlauf schwer vereinbar zu sein. Es bleibt als zweite Möglichkeit, daß es sich um eine Aufeinanderfolge von Wellen handelt, die etwas verschiedene Wege durch die Atmosphäre genommen haben; die schwache erste Halbwelle wäre dann die durch Reibung an der Erdoberfläche gebremste direkte. In diesem Falle würde Intensität und Zahl der Wellen durch die Schichtung der unteren Atmosphäre bedingt sein. Zweifellos verdankt wohl die erwähnte

häufig vorkommende Wiederholung lebhafter Bewegung solchen verschiedenen Schallwegen ihren Ursprung. — Einen der ersten Erklärung entsprechenden Vorgang dagegen muß man wohl für die „Nachstörung“ heranziehen, die man fast stets (siehe Fig. 1 und 2) und manchmal sehr lange, bis eine halbe Minute lang, registriert findet. Daß man sie nahe dem Sprengort nicht beobachtet hat, liegt wohl an der Unempfindlichkeit der dort bisher ausschließlich benutzten Apparate.

Der Raum verbietet, auf andere Besonderheiten der Schallfortpflanzung einzugehen, die gleichfalls einwandfrei durch die Registrierungen unserer jetzigen Apparate aufgezeigt werden. Erwähnt sei nur die sehr merkwürdige Form, die der indirekt eintreffende Schall nicht immer, aber doch sehr häufig annimmt und die in Fig. 3 wiedergegeben wird. Sie zeigt eine sehr große Anzahl ungefähr gleicher, ziemlich langsamer, unregelmäßiger Wellen, die manchmal an die durch Oberschwingungen erzeugte Form von Vokalkurven erinnern. — Sehr interessant ist auch die in Potsdam bei größeren Sprengungen in Jüterbog mehrfach beobachtete Vorstörung: einige Sekunden vor der theoretischen Zeit, zu der dann stets eine außerordentlich kräftige Schwingung einsetzt, beobachtet man einen scharfen Einsatz einer Welle von einer etwa 100fach kleineren Amplitude, die ich auf eine zunächst seismische Fortpflanzung des Schalls zurückführen möchte.

Obiges möge genügen, um zu zeigen, daß sich auch aus der Form unserer bisherigen Schallregistrierungen schon wertvolles Material für weitere Forschungen gewinnen läßt.

Die Seismizität des Südantillenbogens

Von E. Tams, Hamburg — (Mit 1 Karte)

Der Südantillenbogen weist habituelle Schüttergebiete namentlich im Bereich der Südsandwichinseln und der Südshetlandinseln sowie vermutlich auch östlich der Südorkneyinseln und vor der Küste von Graham-Land auf. Bei den Südsandwichinseln zeigt sich in Verbindung mit der hier vorhandenen Tiefseerinne eine besonders hohe seismische Regsamkeit. Das Epizentrum des Großbebens vom 27. Juni 1929 fällt in die tektonische Einflußsphäre dieser „Südsandwichtiefe“, welche damit den anderen seismisch bevorzugten Tiefseerinnen geodynamisch an die Seite zu stellen ist. Die Schütterzone der südatlantischen Schwelle und des atlantisch-indischen Querrückens ist von derjenigen des Südantillenbogens zu trennen; letztere kann als südlichstes Glied der östlichen Hälfte des zirkumpazifischen Erdbebengürtels betrachtet werden. Zur Gewinnung festerer Grundlagen für die Beurteilung der seismischen Verhältnisse in diesen Breiten ist hier eine Vervollständigung des Netzes der Erdbebenstationen notwendig.

1. Einleitung. In meiner Untersuchung der seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans¹²⁾ konnte ich den Nachweis erbringen, daß jener auffallende Reliefzug, welcher sich im Südatlantik östlich von Kap Horn bogenförmig über Südgeorgien, die Südsandwich-, die Südorkney- und die Südshetlandinseln nach der Westantarktis erstreckt und von E. Suess in Analogie zu dem Zuge

der mittelamerikanischen Antillen als Südantillenbogen bezeichnet wurde, sich zunächst in seinem nordöstlichen Teil bei den Südsandwichinseln durch eine bemerkenswerte Seismizität auszeichnet. In Verbindung mit der auf der deutschen atlantischen „Meteor-Expedition“ gemachten wichtigen Entdeckung einer schon von Suess vermuteten ausgesprochenen Tiefseerinne an der Außenseite dieser letztgenannten Inselgruppe vervollständigte sich so das Bild von diesem bedeutamen Baustück der Südhemisphäre in geodynamisch-geotektonischer Hinsicht sehr wesentlich. Sein pazifischer Charakter war damit noch klarer herausgestellt. Ich führte daher weiter aus, daß hier zweifellos eine größere Häufung von Epizentren statthätte und auch in anderen Teilen des Bogens Erdbeben auftreten dürften.

In der Tat finden sich auch in den seismischen Berichten der drei südamerikanischen Stationen La Plata, Sucre und La Paz aus den Jahren 1925 bis 1927 (freilich bisher nicht bedeutende) Beben aufgeführt, deren Ausgangsgebiet westlich vor der westantarktischen Küste (Graham-Land) und im Gebiet der Südshetlandinseln angenommen wird¹³⁾. Soweit sich hier die Lokalisierung nur auf diese drei Stationen stützen kann, bleibt indessen bei der wenig geeigneten Lage der von ihnen gebildeten Basis eine unbefriedigende Unsicherheit zurück, wie denn die Epizentren von zwei Beben (21. Januar 1925 und 20. Juni 1926), welche hierhergelegt wurden, nicht dahin, sondern in die Region der Südsandwichgruppe (etwa 54 bis 55° S, 24 bis 28° W) gehören⁷⁾ ¹⁴⁾. Allein das Hinzukommen der leider nicht unmittelbar zugänglichen Beobachtungen von Kapstadt kann die Epizentrumsermittlung in diesem ganzen Gebiet oft schon erheblich sicherer gestalten.

Von jüngster und gegenwärtiger endogen-dynamischer Tätigkeit zeugen ferner, wie schon früher hervorgehoben, neben den vulkanischen Beobachtungen auf der Sawodowskji-Insel im Südsandwicharchipel gerade auch im Bereich des Südshetlandarchipels und der Westantarktis analoge Beobachtungen auf der Deception- und der Bridgman-Insel sowie eine von E. Rudolph¹⁰⁾ veröffentlichte Angabe über eine submarine Eruption vor der Küste von Graham-Land in 65° S, 72° W. Und zur weiteren Charakterisierung der vielfach ganz jugendlichen Reliefgestaltung in diesem Gebiet sei hier ebenfalls nur kurz noch einmal bemerkt, daß z. B. die Bransfield-Straße zwischen den Südshetlandinseln und der Westantarktis auf einen großen Scholleneinbruch zurückzuführen sein dürfte, der wohl erst in der Übergangszeit vom Spättertiär zum Altquartär stattgefunden hat⁹⁾. Schließlich gehören aus dem älteren Rudolfschen Material zwei Schiffsbeobachtungen über schwache Seebeben hierher, welche am Eingang zur Le Maire-Straße zwischen Feuerland und Staten-Insel und in 57.5° S, 68.2° bis 68.8° W (d. h. etwa 170 km südlich von Kap Horn) gefühlt wurden. Ob es sich hierbei um selbständige Erdstöße oder nur um die Ausläufer starker Beben mit weiter abgelegenen Epizentren handelt, kann allerdings nicht entschieden werden.

Dieses Material erfährt nun durch einige Beobachtungen der letzten Zeit abermals eine Ergänzung, welche im Hinblick auf den Umstand, daß es sich dabei

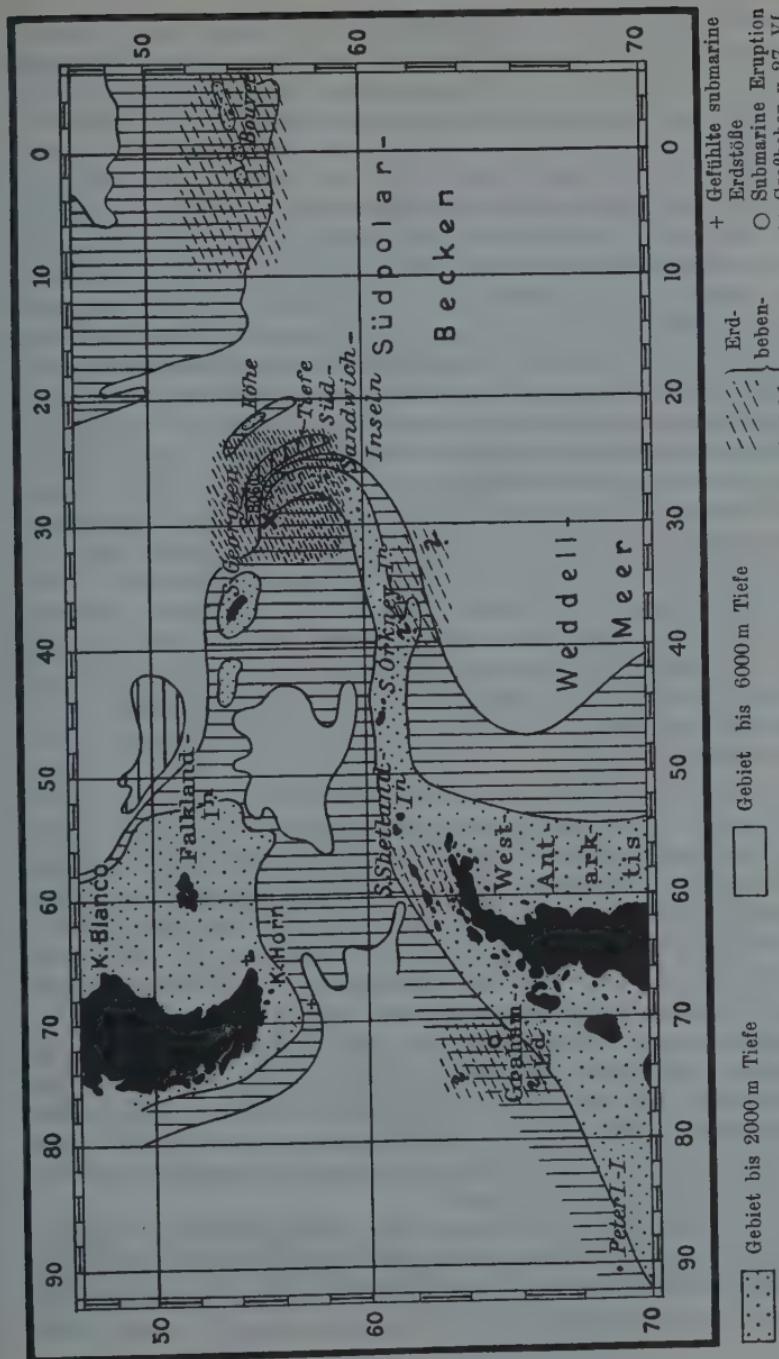


Fig. 1. Karte der Seismizität des Südantillenbogens (Äquatorialmaßstab 1 : 67 Millionen). Bezuglich der Tiefenverhältnisse dienen die betreffenden Teile der Karte des Atlantischen Ozeans von G. Schott und der vorläufigen Tiefenkarte der Meteor-Expedition als Grundlage

auch um ein ausgesprochenes Großbeben handelt, besonders wichtig erscheint und mich so veranlaßte, einmal die hier in Betracht kommenden Verhältnisse für den ganzen Südantillenbogen und seine weitere Umgebung in einer Karten-skizze (Fig. 1) zusammenfassend zur Darstellung zu bringen.

2. Das Großbeben vom 27. Juni 1929. In Hamburg setzte der Beginn eines sehr starken Bebens aus 12000 bis 13000 km Epizentraldistanz mit einem eP_z um $18^h 02^m 01^s \pm 1$ sec (m. Gr. Z.) ein. In der Hauptphase treten unter anderem lange Wellen auf, welche bei einer Periode von $T = 50$ bis 52 sec Amplituden $A_e = 1650 \mu$ und $A_z = 1150 \mu$ aufweisen, während sich das Diagrammmaximum in den beiden Horizontalkomponenten und in der Vertikalkomponente bei $T = 16$ bis 17 sec auch noch auf immerhin 200 bis 350μ beläßt. Das Epizentrum dieser Erschütterung, welche hiernach einen außergewöhnlich großen Energiegehalt besessen haben muß und daher auch bei normaler Herdtiefe in ihrem pleistoseisten Gebiet mit außerordentlicher Intensität aufgetreten sein dürfte, war nach den seismischen Mitteilungen von La Plata im südlichen Atlantik sowie nach denen von Uccle (Brüssel) speziell in der Region des Südsandwich-archipels zu suchen; und in wesentlicher Übereinstimmung hiermit finden sich in den Berichten von La Paz auf Grund der dortigen seismometrischen Daten als angenäherte epizentrale Koordinaten 58.5° S, 40° W angegeben. Besonders nach den Angaben von Uccle und La Paz lag es nahe, in Analogie zu dem regen seismischen Verhalten der Zonen der meisten Tiefseerinnen eine engere Beziehung dieses Großbebens zur Zone der Tiefseerinne bei den Südsandwichinseln zu vermuten und den Versuch einer genaueren rechnerischen Lokalisierung des Epizentrums zu unternehmen.

Wenn nun auch hierfür außer den drei südamerikanischen Stationen La Plata, Sucre und La Paz vorwiegend nur noch nordamerikanische und europäische Stationen, d. h. Beobachtungen in über 10000 bis rund 18000 km Entfernung, in Betracht kamen, so konnte doch der sehr befriedigend ausgefallene Versuch einer mikroseismischen Festlegung des Epizentrums des großen Atacamabebens vom 10. November 1922 mit Hilfe der P -Zeitenmethode von L. Geiger¹⁾ durchaus dazu ermuntern. Unter den dabei von B. Gutenberg¹¹⁾ benutzten 15 Stationen hatten immerhin 6 Epizentraldistanzen zwischen 10000 und gut 11500 km, und der Bestimmung von J. B. Macelwane und P. Byerly¹⁵⁾ aus den Angaben von 26 Stationen lagen doch in 9 Fällen P -Zeiten aus 10000 bis 11000 km Entfernung zugrunde. Die Resultate beider Berechnungen — 28.4° S $\pm 0.5^\circ$; 70.4° W $\pm 0.6^\circ$ bzw. $29^\circ 00' S \pm 14'$; $69^\circ 59' W \pm 19'$ — stimmen nahe untereinander wie auch mit dem Ergebnis der makroseismischen Ermittlung der Epizentralregion durch A. Sieberg¹¹⁾ überein.

Für das südatlantische Beben vom 27. Juni 1929 hatten wir uns zunächst zuverlässige Näherungswerte der epizentralen Koordinaten zu verschaffen. Wir benutzten dazu die P - und S -Zeiten von La Plata und La Paz und die P -Zeit von Sucre sowie die Frankfurter Laufzeiten von Gutenberg²⁾. Indem wir uns

dann noch der Tafel IV in dem Tabellenwerk von F. Lunkenheimer⁶⁾ bedienten, fanden wir so auf stereographischem Wege im Mittel abgerundet 60° S, 33° W, d. h. einen Punkt, der mit seiner Lage zwischen der Südsandwich- und der Südorkneygruppe auch schon dem Südantillenbogen angehört. Für die weitere Rechnung stützten wir uns auf die *P*-Zeiten der in der nachfolgenden Tabelle aufgeführten 14 Stationen.

Die in der vierten Kolumne enthaltenen Entfernungswerte beziehen sich auf die soeben angegebene angenäherte Lage des Epizentrums, und die „Abweichungen“ in der fünften Kolumne bedeuten im Sinne des Geigerschen Verfahrens die Zeitdifferenzen zwischen der Epizentralzeit des Bebens, wie sie nach den Frankfurter Laufzeiten für jede einzelne Station aus deren *P*-Zeit und deren angenäherter Epizentraldistanz folgt, und dem mittleren Wert dieser Epizentralzeit nach den Stationen 1 bis 14 ($12^{\text{h}} 46^{\text{m}} 37^{\text{s}}$ m. Gr. Z.). Man erkennt, daß sich der gewählte angenäherte Ort des Epizentrums schon ziemlich gut den Anfangszeiten der Registrierungen in diesen Stationen anpaßt.

Tabelle

1 Nr.	2 Station	Name	3	4	5
			<i>P</i> - Zeit (M. Gr. Z.) h m s	Angenäherte Epizentral- distanz km	Abwei- chung sec
1	La Plata	.	12 52 59	3310	— 7
2	Sucre	.	55 28	5220	+ 6
3	La Paz	.	55 52,5	5590	+ 5
4	Granada	.	13 00 28	11130	— 9
5	Helwan (Kairo)	.	00 45	11560	— 9
6	Fordham (New York)	.	01 16	11810	+ 12
7	Florissant (St. Louis)	.	01 27	12160	+ 9
8	Chicago	.	01 31	12350	+ 5
9	Ottawa	.	01 32	12340	+ 6
10	Agram (Zagreb)	.	01 32	12570	— 3
11	Kew (London)	.	01 37	12730	— 4
12	Uccle (Brüssel)	.	01 37	12760	— 6
13	Wien	.	01 43	12820	— 2
14	Hamburg	.	02 01	13180	0

Ein gutes Resultat erhält man bereits, wenn man nur die Beobachtungen an den 10 Stationen La Plata, Sucre, La Paz, Granada, Florissant, Ottawa, Agram, Kew, Uccle und Wien berücksichtigt und annimmt, daß es sich hier überall um den *P*_n-Einsatz handelt. Geographische Breite und Länge des Epizentrums φ_e und λ_e sowie die Eintrittszeit des Bebens im Epizentrum t_e ergibt sich so zu:

$$\varphi_e = 58.8^{\circ} \text{ S} \pm 1.1^{\circ}; \lambda_e = 28.5^{\circ} \text{ W} \pm 0.7^{\circ}; t_e = 12^{\text{h}} 47^{\text{m}} 01^{\text{s}} \pm 5 \text{ sec} \quad (1)$$

Nimmt man außerdem noch die Daten von Helwan und Fordham hinzu, so verschieben sich zwar die Werte für φ_e , λ_e und t_e selbst nur um einige Zehntelgrade bzw. um rund 1 sec, aber die mittleren Fehler vergrößern sich um einige 40% bzw. bei t_e um 20%.

Bei Mitverwertung der *P*-Zeiten von Chicago und Hamburg bleiben dagegen die obigen Fehlergrenzen unverändert, während sich die Gewichte der nun errechneten, an den Näherungswerten anzubringenden Verbesserungen etwas erhöhen. Das Gesamtergebnis stellt sich dann so dar:

$$\varphi_e = 54.8^\circ \text{ S} \pm 1.1^\circ; \lambda_e = 29.3^\circ \text{ W} \pm 0.7^\circ; t_e = 12^h 46^m 57^s \pm 4 \text{ sec} \quad (2)$$

Schließlich führten wir mit dem zuletzt benutzten Material die Rechnung noch einmal unter Zugrundelegung der Jenaer mittleren Laufzeiten durch, wie sie von G. Krumbach³⁾ 1925 veröffentlicht wurden und welche sich im allgemeinen gerade den normalen Beobachtungen gut anpassen. Für die in Betracht kommenden Entfernungslagen liegt die Jenaer Kurve in sieben Fällen nur um 1 sec über der Frankfurter, in einem Falle nur um 1 sec darunter und in zwei Fällen in gleicher Höhe mit der letzteren, während bei La Plata von einer um 4 sec geringeren und bei Sucre von einer um 8 sec größeren Laufzeit auszugehen ist. Das Epizentrum wird wieder etwas weiter nach Süden und Westen verschoben und die Eintrittszeit im Epizentrum noch etwas früher gelegt. Die mittleren Fehler aber haben sich bei praktisch gleichen Gewichten für die Korrekturen der Näherungswerte um ein geringes verkleinert. Es ergibt sich:

$$\varphi_e = 55.8^\circ \text{ S} \pm 1.0^\circ; \lambda_e = 29.7^\circ \text{ W} \pm 0.6^\circ; t_e = 12^h 46^m 52^s \pm 4 \text{ sec} \quad (3)$$

Bemerkenswert erscheint indessen namentlich, daß die bei den einzelnen Stationsgleichungen übrigbleibenden „Fehler“ nunmehr, mit Ausnahme der vergleichsweise großen Fehler bei Granada und Hamburg, durchweg besonders klein sind, und zwar gerade auch bei den am nächsten liegenden drei südamerikanischen Stationen. In der Tat führt eine nochmalige Rechnung unter Ausschluß von Granada und Hamburg, also mit den 10 Stationen La Plata, Sucre, La Paz, Florissant, Chicago, Ottawa, Agram, Kew, Uccle und Wien bei unveränderter Lage des Epizentrums und derselben Epizentralzeit zu einer weiteren, und zwar nicht unerheblichen Verkleinerung der Fehlergrenzen. Wir erhalten:

$$\begin{aligned} \varphi_e &= 55.8^\circ \text{ S} \pm 0.6^\circ (= \pm 65 \text{ km}); \lambda_e = 29.7^\circ \text{ W} \pm 0.4^\circ (= \pm 25 \text{ km}); \\ t_e &= 12^h 46^m 52^s \pm 2 \text{ sec} \end{aligned} \quad (4)$$

Resultat (1) liefert ein Epizentrum unmittelbar nördlich des Nordwestendes der Südsandwichtiefe, Resultat (2) ein solches im Nordwestende dieser Tiefe selbst und Resultat (3) und (4) ein solches unmittelbar südlich davon. Die Zugehörigkeit des Epizentralgebietes des in Rede stehenden Großbebens zur Region dieser Tiefseerinne dürfte damit außer Frage stehen. Zwecks Eintragung in die Karte haben wir in Ansehung der rechnerisch erhaltenen mittleren Fehler Resultat (3) bzw. (4) gewählt.

Bedenkt man im Hinblick auf Resultat (4) die bei der abseitigen Lage des Schüttergebietes fast überraschende innere Übereinstimmung der Beobachtungen an den berücksichtigten 10 Fernstationen in bezug auf das errechnete Epizentrum und zieht man weiterhin in Betracht, daß es sich bei den benutzten

Laufzeitkurven immer nur um „mittlere“ Kurven handelt, von denen in Einzelfällen je nach Herdtiefe und geographischer Lage der Epizentralregion merkliche Abweichungen auftreten können, so dürfte es sich zunächst erübrigen, nun auch noch die nach Abschluß der hier angestellten Rechnungen erschienenen, von Krumbach⁴⁾)⁵⁾ angegebenen verbesserten mittleren Laufzeiten anzuwenden. Der Verwertung allgemeiner Laufzeitkurven sind natürlich in Einzelfällen bestimmte, hier zweifellos erreichte Grenzen gesetzt. Indessen möchte ich mir eine Überprüfung dieses Resultats zugleich durch Mitverwertung der *P*-Zeiten einiger noch nicht berücksichtigter Stationen der Südhalbkugel vorbehalten.

3. Das übrige Material und Schluß. Dem Gebiet des Südsandwicharchipels und seiner näheren Umgebung sind bereits nach¹²⁾ gewiß wohl noch vier Beben zuzurechnen, deren Epizentren aber nicht so sicher lokalisiert werden konnten, wie bei dem im Vorstehenden behandelten Großbeben*). Durch eine schon ansehnliche Stärke (bei 6000 km Epizentraldistanz in La Paz noch Maximalamplituden bis zu 180 μ) zeichnet sich unter ihnen ein Beben vom 21. März 1926 aus, dem wohl jedenfalls noch am gleichen Tage sowie im April und Mai desselben Jahres Nachstöße gefolgt sind, welche auch Fernregistrierungen veranlaßten. Dazu gesellen sich in diesem Schütterbereich ein starkes Beben vom 20. Juni 1926 (noch in Hamburg immerhin Maximalamplituden bis zu rund 40 μ) und ein etwas schwächeres vom 27. Dezember 1928. Aus dem südlichen Flügel des Südantillenbogens stammt vermutlich ein Beben im Mai 1928, das damit zugleich in die Stoßbezirke bei den Südshetlandinseln und vor der Küste von Graham-Land hinüberleitet. Auf der Insel Deception wurde einer im einzelnen schon gut belegten Meldung der Times zufolge erst wieder am 3. Januar 1930 eine starke Erschütterung (vulkanischen Charakters?) wahrgenommen. Und wie diese Beobachtung eine erneute unmittelbare Bestätigung für das Vorhandensein endogener Spannungen im Bereich des Südshetlandarchipels und der Bransfield-Straße ist, so ist es gewiß ebensowenig ein Zufall, daß aus dem vor der Küste von Graham-Land anzunehmenden habituellen Schüttergebiet, welchem nach Sucre in angenäherter Bestimmung des Epizentralgebiets auch wieder ein Beben im April 1928 angehört, von einer submarinen Eruption zu berichten ist, wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde.

Trotz der Unsicherheit, die den epizentralen Koordinaten der sich hier erzeugenden Beben noch im einzelnen durchweg anhaftet, kann wohl kaum mehr daran gezweifelt werden, daß wir es im Südantillenbogen — etwa von Südgeorgien bis zur Westantarktis — mit einer, im ganzen genommen, zusammenhängenden Schütterzone zu tun haben, deren maximale Regsamkeit — bis zum Auftreten

*) Es ist daher hier wie auch bei den übrigen sich mehr oder weniger deutlich heraushebenden habituellen Schütterzonen zur Kenntlichmachung des ganzen Stoßbezirks die Flächenschraffur angewandt worden. Bei Betrachtung der Karte ist jedoch zu berücksichtigen, daß sie in Merkatorprojektion entworfen ist und ein Teil des Gebietes schon recht hohen Breiten angehört.

ganz schwerer Beben — in das Gebiet und die Umgebung der Südsandwich-tiefenrinne fällt. Diese Tiefenrinne mit einer größten Einsenkung von 8060 m⁸⁾ muß damit vom seismischen Gesichtspunkt aus in eine Reihe mit der Tonga- und Kermadecrinne oder der Philippinenrinne und anderen Rinnen gestellt werden; und es liegt nahe, hier auch Störungen im Schwerkraftsfelde zu vermuten, welche nach Art und Größe denen entsprechen, die von Hecker und Vening Meinesz über den letztgenannten Rinnen und den ihnen anliegenden Erhebungen aufgedeckt wurden. Die angeführte maximale Tiefe befindet sich nur gut 100 km nördlich des Südsandwicharchipels; und noch nicht 400 km östlich von ihr wurde in der „Südsandwichhöhe“ wieder eine Aufragung mit nur rund 1800 m geringster Tiefe gelotet. Im ganzen gesehen ist die Zone des Südantillenbogens nach dem Charakter ihres Aufbaues und ihrer endogenen Aktivität, obwohl geographisch der atlantischen Sphäre zugehörig, als südlichstes Glied dem östlichen Teil des großen zirkumpazifischen Instabilitätsgürtels anzugliedern. Sie ist zwar von den seismisch so lebendigen Bezirken der südamerikanischen Anden durch eine weite ruhige Strecke getrennt, doch findet sich eine solche Unterbrechung z. B. auch im nördlichen Mexiko, ohne daß man hier eine Grenze setzt.

Geschieden von der Schütterzone der Südantillen erstreckt sich andererseits, wie ein Blick auf die Karte lehrt, östlich davon diejenige minderer Intensität der südatlantischen Schwelle und des aus dieser hervorgehenden atlantisch-indischen Querrückens [vgl. 12)]. Hier weisen wir nur noch besonders auf ein neueres Beben vom 22. November 1928 hin, welches unter anderem noch in Hamburg Maximalamplituden bis zu rund 40 μ veranlaßte und eine recht gute Bestimmung seines Epizentrums nach den P-Zeiten von La Plata, Sucre, La Paz, Wellington und Granada gestattete; es ging aus von etwa 55.8° S \pm 0.6° (= \pm 65 km) und 4.7° W \pm 1.0° (= \pm 65 km), d. i. vom Rande der südatlantischen Schwelle, ungefähr 600 km westsüdwestlich von der Insel Bouvet.

Ein anderes, mikroseismisch schwach auch bis nach Europa und Nordamerika ausgestrahltes Beben vom 17. Oktober 1928, für welches sich als Epizentralgebiet auffallenderweise die als seismisch ruhig geltende Falklandgruppe angegeben findet, läßt, wie eine genauere Prüfung lehrt, eine zuverlässige Epizentrumslokalisierung nicht zu. Die P-Zeitenmethode führt in diesem Falle auf Grund der Anfangszeiten von La Plata, Sucre, La Paz und Florissant auf ein um mehr als 20 Breitengrade nördlicher, auf dem Rio Grande-Rücken gelegenes Epizentrum, wobei aber der mittlere Fehler gut 6° in der Breite und gut 7° in der Länge beträgt (!). Auch dieses letzte Beispiel, welches zusammen mit dem soeben angeführten Beben von der südatlantischen Schwelle von Herrn stud. G. Plett durchgerechnet wurde, lehrt wieder sehr deutlich, daß eine Vervollständigung des Netzes seismischer Stationen auf der Südhalbkugel erforderlich ist. Besonders würde die Errichtung einer Station im südlichen Argentinien oder Chile wesentlich dazu beitragen können, die seismischen Verhältnisse im Südantillenbogen der so er-

wünschten weiteren Aufhellung entgegenzuführen. Die Beobachtungen von La Plata, Sucre und La Paz reichen hierzu auch in Verbindung mit denen von Rio de Janeiro und Kapstadt nicht aus. Bis dahin werden wir daher in nicht unbeträchtlichem Maße nur mehr von einer vorläufigen Klärung sprechen können. Es erscheint natürlich auch nicht ausgeschlossen, daß schwerere Beben noch von anderen Teilen dieses Bogens als ausschließlich von der Südsandwichregion ihren Ausgang nehmen.

Literatur

- 1) L. Geiger: Herdbestimmung bei Erdbeben aus den Ankunftszeiten. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl., 1910, S. 331.
- 2) B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. 4, 215 (1929).
- 3) G. Krumbach: Zur Frage der Laufzeitkurven usw. Zeitschr. f. Geophys. 1, 360 (1924/25).
- 4) Derselbe: Zur Frage der Laufzeitkurven II. Ebenda 5, 303 (1929).
- 5) G. Krumbach und A. Sieberg: Die wichtigeren Erdbeben des Jahres 1924 und ihre Bearbeitung. Veröffentl. Reichsanstalt. f. Erdbebenforsch. Jena, Heft 11 (1930).
- 6) F. Lunkenheimer: Elementos nuevos para la Determinación de los Epicentros. Observat. Astron. Univers. Nac. La Plata. Contribuc. Geofis. 2, Nr. 5 (1928).
- 7) Derselbe: Resultados Sismómetros del Año 1926. Ebenda 3, Nr. 1 (1929).
- 8) „Meteor“: Die Deutsche Atlantische Expedition usw. 2. Bericht. Zeitschr. d. Ges. f. Erdk. Berlin 1926, Nr. 5/6 und Festsitzung. Ebenda 1927, Nr. 7/8.
- 9) O. Nordenskiöld: Antarktis. Handb. d. regionalen Geologie 8, Abtlg. 6 (1913).
- 10) E. Rudolph: Über submarine Erdbeben und Eruptionen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 1, 133 (1887); 2, 537 (1895).
- 11) A. Sieberg und B. Gutenberg: Das Erdbeben in der chilenischen Provinz Atacama usw. Veröffentl. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena, Heft 3 (1924) und Nachtrag hierzu.
- 12) E. Tams: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans usw. Gerlands Beitr. z. Geophys. 18, 319 (1927).
- 13) Derselbe: Die Seismizität der Ozeane und Kontinente. Zeitschr. f. Geophys. 4, 321 (1928).
- 14) H. H. Turner: The International Seismological Summary for 1925 bzw. for 1926. Oxford 1928/29.
- 15) B. Willis: Earthquake Conditions in Chile. Appendix 1, 135. Carnegie Institut. Washington 1929.

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Eine neue württembergische Erdbebenwarte

Von Dr. E. Kleinschmidt — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird eine neue württembergische Erdbebenwarte beschrieben und ihre trotz der Nähe der Großstadt vorhandene Eignung erwiesen.

Die Entwicklung der seismischen Beobachtungen in Württemberg ist vor einigen Jahren von dem verdienstvollen, langjährigen Leiter unserer Hohenheimer Erdbebenwarte, Professor Dr. K. Mack, dargestellt worden*).

Wenn damals Professor Mack die Entwicklung der instrumentellen Ausrüstung**) bis zu einem gewissen Grade abgeschlossen hielt, so tat er das zum Teil im Hinblick darauf, daß die Hohenheimer Erdbebenwarte ohne einen gänzlichen Umbau oder einen Neubau weitere Instrumente nicht aufnehmen konnte.

Befriedigend war der damalige Zustand jedoch keineswegs. Wegen der geringen Vergrößerung der Mainkapendel (etwa 180fach) kamen schwache Fern- und Nahbeben nicht immer zur Aufzeichnung. Vor allem aber war es unmöglich, ein neuzeitliches Vertikalseismometer, sei es nun ein mechanisch oder optisch registrierendes, aufzustellen; denn diese Instrumente sind sehr temperaturempfindlich und der tägliche Temperaturlangtag im Erdbebengebäude macht an schönen Sommertagen immerhin mehrere Grad aus. Das Fehlen einer empfindlichen Vertikalkomponente erschwerte die genaue Feststellung der ersten Einsätze weit entfernter Beben außerordentlich oder gab gar zu Fehlschlüssen Anlaß.

Als Vorstand der Meteorologisch-Geophysikalischen Abteilung des Württembergischen Stat. Landesamtes, in deren Händen seit Beginn des Jahres 1898 die Oberleitung der württembergischen Erdbebenwarten liegt, hatte ich natürlich den Wunsch, die Erdbebenbeobachtungen nach Möglichkeit auszubauen. Besonders wichtig schien und scheint mir noch heute wegen der Nähe des Erdbebengebietes der Alb die Aufstellung eines 20-t-Pendels, das ja zur Registrierung von Nahbeben besonders geeignet ist. Doch ließ sich dieser Plan bis jetzt nicht verwirklichen. Dagegen konnten im letzten Jahre die drei Komponenten des Galitzin-Wilip-Pendels beschafft und auch gut aufgestellt werden.

Die Mittel dazu stellte zum Teil das Württembergische Finanzministerium in dankenswerter Weise zur Verfügung, zum Teil gelang es der Meteorologisch-Geophysikalischen Abteilung selbst sie aufzubringen. Dabei sei rühmend der dienstlichen Unterstützung gedacht, die der damalige Präsident des Stat. Landesamtes, Prof. Dr. H. Losch, meinen Plänen zuteil werden ließ.

*) Vgl. Württ. Jahrb. f. Statistik u. Landeskunde, Jahrg. 1925/26.

**) Ende 1925 waren zwei Mainkapendel und zwei Omoripendel in Betrieb.

Die Räume für die neue Warte fanden sich in der sogenannten Villa Reitzenstein, einem neuen, äußerst solide gebauten, schloßartigen Gebäude, in dem heute das Württembergische Staatsministerium seinen Sitz hat.

Die Villa Reitzenstein liegt inmitten eines sehr weitläufig gebauten Villenviertels, das sich auf den Höhen im Osten und Südosten der Stadt ausbreitet. Vgl. Fig. 1 (Lageskizze). Die geologischen Verhältnisse sind folgende:

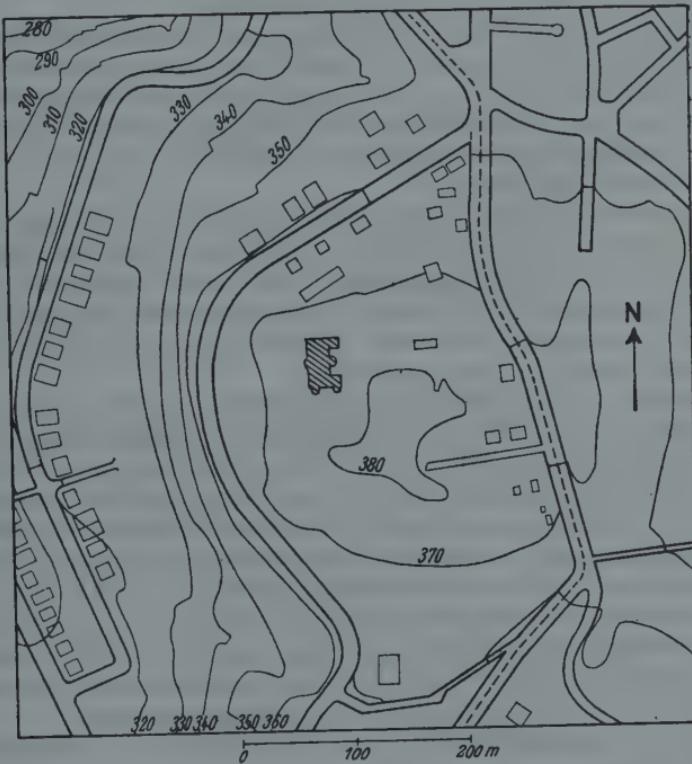


Fig. 1. Lageskizze der Villa Reitzenstein

Das Gebäude steht in 375 m über NN am Nordabhang der Filderebene auf einer kleinen, zum mittleren Keuper gehörigen Stubensandsteinplatte, die von den Grundmauern zum Teil durchstoßen wird. Darunter befinden sich in einer Dicke von etwa 15 m harte, graue und rötliche Mergel. Es folgt eine wechselseitig lagernde, etwa 10 m starke Schicht von Kieselsandstein, Mergel, Letten und Schiefer. Hieran schließen sich harte, rote und dunkle Mergel mit etwa 25 m Mächtigkeit an. Die weiter nach unten folgenden Keuperschichten erstrecken sich bis unterhalb der Stuttgarter Talsohle.

Der Keuper unserer Gegend ist bekannt als ein festgefügter Schichtenverband. Man nahm früher eine Verwerfung etwa 200 m westlich der Warte an, doch konnte sie durch neuere Untersuchungen nicht bestätigt werden. Vielmehr ist bei einem Bohrversuch im Innern der Stadt die Lettenkohle (Grenzschicht zwischen Muschelkalk und Keuper) in einer Tiefe erbohrt worden, wo sie sich auch auf den beiden Seiten des Talkessels befinden muß. Dagegen ist eine sehr kleine Verwerfung mit nur 6 m Sprunghöhe etwa 1 km nordnordöstlich des Gebäudes festgestellt worden, die aber keinerlei Einfluß haben kann.

Die im Norden und Westen vorbeilaufende, asphaltierte Zufahrtsstraße zur Villa (vgl. Fig. 1), auf der sehr wenig Verkehr herrscht, hat vom Pendelraum einen Mindestabstand von etwa 100 m. Eine zweite Straße findet sich im Osten; ihre geringste Entfernung beträgt 150 m. Eine auf ihr verkehrende Straßenbahn (in Fig. 1 gestrichelt gezeichnet) macht sich in keiner Weise bemerkbar, wie wir weiter unten zeigen werden.

Auch für die Zukunft ist mit einer störenden Zunahme des Verkehrs nicht zu rechnen. Die Ansiedlung der Industrie ist allein schon wegen der Höhenlage ausgeschlossen. Auch ist nicht anzunehmen, daß eine der benachbarten Straßen zu einer Durchgangsstraße für schweren Lastwagenverkehr ausgebaut werde; dazu sind die Steigungen viel zu stark, während im Tal steigungsfreie Wege in genügendem Ausmaß zur Verfügung stehen.

Vorversuche, die seit Beginn des Jahres 1929 durchgeführt wurden, hatten ergeben, daß sich in den Kellern dieses Gebäudes die Tagesschwankung der Temperatur innerhalb weniger Zehntel Grad hielt und daß Sommer wie Winter die relative Feuchtigkeit zwischen 50 und 70% lag. Das im Juni 1929 versuchsweise aufgestellte Vertikalseismometer zeigte, daß sich der Straßenverkehr überhaupt nicht bemerkbar macht. Auf Grund dieser günstigen Ergebnisse wurden zwei Kellerräume A und B (vgl. Fig. 2) mit zusammen 98 qm Fläche soweit vertieft, daß auch Mainkapendel bequem darin aufgestellt werden können. In dem Raum A, dem eigentlichen Pendelraum, lassen sich mindestens acht Pendel unterbringen, während B zur Aufnahme der photographischen Registrierapparate und der Uhr bestimmt ist. C und D sind Dunkelkammer und Berußungsraum.

Über die Ausrüstung der Warte und die Aufstellung der Instrumente ist folgendes zu sagen:

Die Sohle des Pendelraumes liegt etwa 3 m unter dem Erdboden: sie besteht wie gesagt, aus harten Keupermergeln. Unmittelbar auf diesen befinden sich die Betonsockel für die Instrumente. Die beiden Sockel für die Mainkapendel, die sich z. Z. noch in Hohenheim befinden, sind 80 cm tief in den Boden eingelassen. Auf ihnen sind vorläufig zwei Omoripendel, die später an der Kellerwand angebracht werden sollen, aufgestellt. Der gemeinsame Sockel für die drei Galitzin-Wilip-Komponenten hat eine Höhe von 80 cm (davon 30 cm im Boden) und eine Fläche von 8 qm.

Die Galitzin-Wilip-Pendel sind im Jahre 1929 gebaut, stellen also die neueste Form dar. Die Federn der Vertikalkomponente bestehen aus gewöhnlichem Stahl,

nicht aus Elinvar. Die Galvanometer haben eine Eigenperiode von 12 Sekunden, ebenso die Pendel. Die Vergrößerung beträgt zurzeit für Wellen von 6 Sekunden Dauer rund 1200. Die Reibung kann bekanntlich gleich 0 gesetzt werden, die Dämpfung ist aperiodisch.

Es erwies sich als nützlich, das Vertikalseismometer während der Übergangs-jahreszeit mit einer dicken Filzkappe zu versehen. Denn da durch den Pendelraum eine Steigleitung der Warmwasserheizung führt — die die Ursache für die

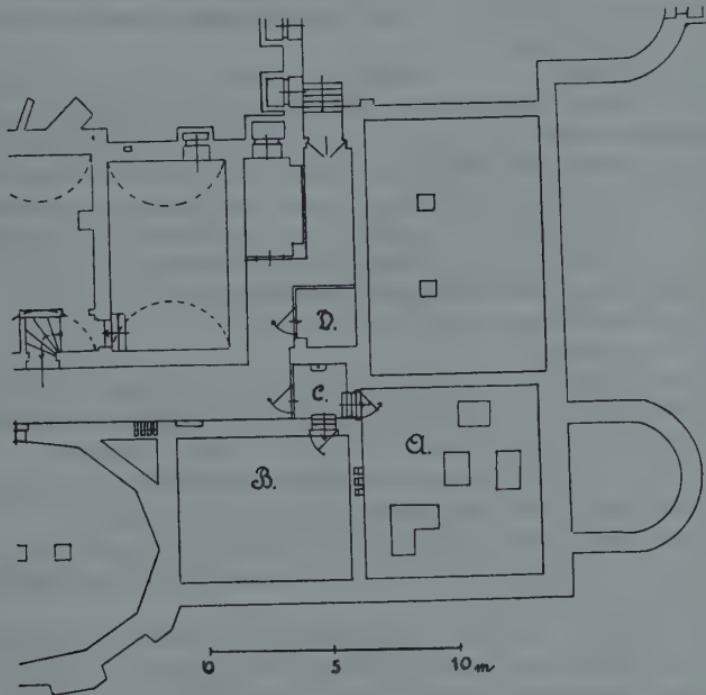


Fig. 2. Grundriß der Erdbebenwarte

günstigen Feuchtigkeitsverhältnisse auch im Winter ist — und diese in den Übergangszeiten gelegentlich tageweis außer Betrieb ist, sind die Temperaturschwankungen dann etwas größer als im Sommer und während der ununterbrochenen Heizperiode.

Die beiden Omorihorizontalpendel standen ursprünglich auf der Erdbebenwarte in Biberach. Sie sind unter Leitung meines Mitarbeiters, Dr. Hiller, in der Werkstätte der Meteorologisch-Geophysikalischen Abteilung umgebaut worden. Dabei wurde ihre Masse von 38 kg auf 78 kg erhöht. Ihr Stützlager ist durch ein Lamellengelenk mit leicht auswechselbarer Lamelle von 0.1 mm Stärke ersetzt worden, wie es seinerzeit für die Hohenheimer Horizontalpendel in ähn-

licher Weise durch Pfisterer geschehen ist*). Aufgehängt ist die Masse an einem etwa 6 cm langen, 0.7 mm starken Stück „überhärteten Tiegelgußstahldrahtes“, der sich hierfür sehr gut bewährt hat. Eine weitere Verbesserung erreichte Dr. Hiller durch elektromagnetische Dämpfung, sowie durch Ersatz des Aluminiumschreibhebels durch einen solchen aus einem schmalen Streifen Schilfrohr; auf diese Weise wurde das Gewicht des Hebels samt Achse und Gegengewicht von 2.8 g auf 1.3 g herabgedrückt. Die auf die Periode 1 Sekunde bezogene Reibung läßt sich damit leicht auf der Größe 0.004 bis 0.005 mm halten, bei einer Vergrößerung von 50 bis 60. Über die elektromagnetische Dämpfung gibt Dr. Hiller folgendes an:

„Zur Dämpfung werden zwei Magnetpaare benutzt. Jedes Magnetpaar besteht aus zwei vierfachen Hufeisenmagnetmagazinen aus Wolframstahl (bezogen von den Remy-Stahlwerken G. m. b. H., Hagen i. W.); die Grundfläche der Schenkel beträgt 32×40 mm. Die beiden Kupferplatten, die zwischen den Magnetpaaren schwingen, sind am Ende der Stoßstange symmetrisch rechts und links angebracht; sie sind 5 mm stark und so groß, daß sie über die Schenkel der Magneten noch etwa $\frac{1}{2}$ cm überstehen. Bei größtmöglicher Annäherung der Magneten (auf beiden Seiten etwa 1 mm Luftzwischenraum) ergaben sich etwa folgende Werte für die Dämpfung: Eigenperiode $T_0 = 5$ Sekunden, $E : 1 = \text{etwa } 3$; $T_0 = 10$ Sekunden, $E : 1 = \text{etwa } 5$.

Ein von den Pfeilern isolierter Holzboden hat sich bisher nicht als nötig erwiesen, da die Galitzinpendel beim Streifenwechsel der Horizontalpendel nicht gestört werden; er ließe sich aber im Bedarfsfalle leicht anbringen.

Der zweite Raum der Warte enthält die drei Registrierapparate der Galitzin-Wilip-Pendel, die Uhr und die Apparatur für den Zeitempfang.

Über die Registrierapparate ist nichts besonderes zu sagen. Die Minutenlänge beträgt in der Regel 30 mm, kann aber auch auf 15 mm herabgesetzt werden.

Die Uhr stammt von Riefler. Es wurde das Modell A 3 mit Schwerkrafthemmung und elektrischem Aufzug gewählt. Das Pendel ist das beste der von dieser Firma hergestellten (Modell J, Kompensationsfehler ± 0.005 Sekunden pro $^{\circ}\text{C}$); es ist mit Lufterdruckkompensation ausgestattet. Die Gangunsicherheit beträgt auf Grund viermonatiger Vergleiche höchstens 0.05 Sekunden in 24 Stunden.

Das Sekundenpendel der Uhr betätigt in üblicher Weise ein Relais, das nach Ablauf von 1 Minute den Strom durch die Registrierapparate sendet. Die Dauer der Minutenlücke beträgt zurzeit etwa 1 Sekunde. Wenn dieser Betrag auch nur klein ist, so kann doch immer einmal der Einsatz eines Bebens in eine solche Lücke fallen und dadurch die verlangte Genauigkeit von 0.1 Sekunde für die Zeit des Einsatzes verloren gehen. Ich stellte daher die Forderung, daß das Relais jedesmal drei Stromstöße aussenden könne, zur Sekunde 0, 5 und 10. Man kann dann so

*) Nachrichten von der Hohenheimer Erdbebenwarte, Stuttgart 1920, Anhang. Geophys. 49.

schalten, daß die Minutenlücken auf den drei Komponenten um je 5 Sekunden gegeneinander verschoben sind, also jeder Einsatz mindestens von zwei Komponenten nicht in die Minutenlücke fällt. Diese Aufgabe hat Riefler dadurch vortrefflich gelöst, daß er das Relais mit drei Kontaktscheiben, die um je 5 Sekunden gegeneinander versetzt sind, ausstattete. Dazu mußte es allerdings aus dem Uhrgehäuse herausgenommen und auf besonderem Brett montiert werden.

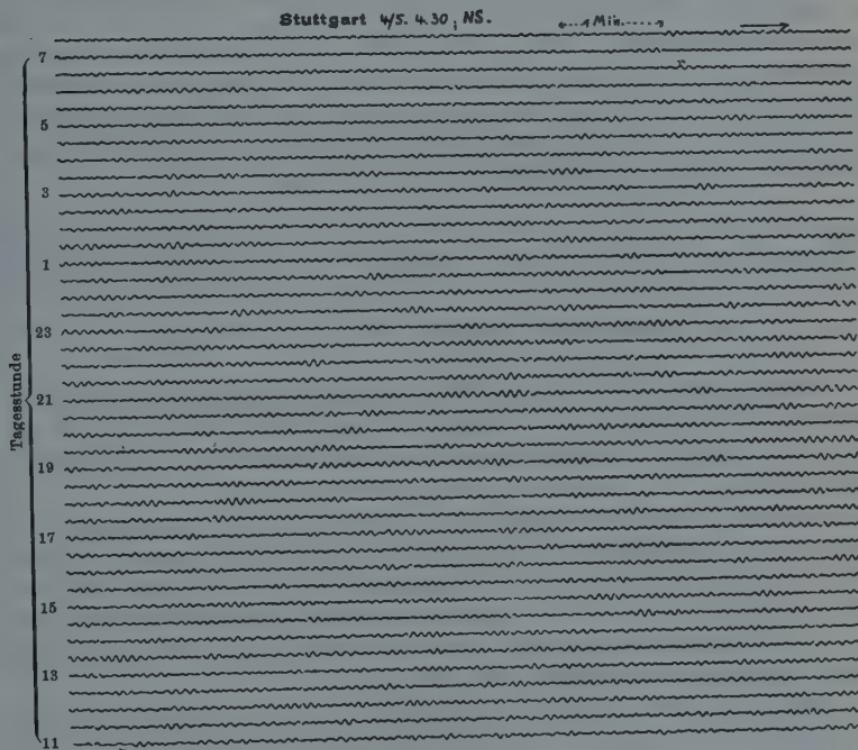


Fig. 3. Ausschnitt aus einem Seismogramm

Die Kontrolle der Uhr erfolgt in der Regel durch Aufnahme des Koinzidenzsignals vom Eiffelturm mittels Drei-Röhrenempfänger und Zimmerantenne.

Der Aufbau des gesamten Instrumentariums erfolgte durch Dr. Hiller, dem auch die laufende Beaufsichtigung und die Bearbeitung der Seismogramme übertragen ist.

Man könnte vielleicht vermuten, daß die Lage der Warte am Rande der Keuperplatte und fast mitten in der Stadt Anlaß zur Fälschung der Seismogramme durch Eigenschwingung des Untergrunds und durch Störung durch den Verkehr geben könne. Beides ist nicht der Fall.

Die Vorversuche im Sommer 1929 und die ununterbrochenen Registrierungen der drei Komponenten seit Ende Februar 1930 gestatten wohl ein abschließendes Urteil darüber.

Der Fachmann entscheidet die Frage am sichersten durch Betrachtung der Seismogramme. Ich gebe daher zwei Aufzeichnungen im Bilde wieder.

Fig. 3 stellt einen 8 Minuten breiten Ausschnitt von einem Tage mit mittlerer Bodenunruhe dar. Die Aufzeichnung unterscheidet sich in keiner Weise von der einer Warte mit notorisch gutem Untergrund. Die größte überhaupt bis jetzt beobachtete Amplitude der Bodenunruhe wurde vom 1. auf den 2. April mit 2μ festgestellt. Das ist ein durchaus mäßiger Betrag. Auch die Tatsache, daß die Wellen der Bodenunruhe auf den Seismogrammen rasch abklingen, unabhängig davon, ob ihre Perioden 5, 6, 7 oder 8 Sekunden betragen, beweist, daß der Untergrund nicht in störendes Mitschwingen gerät.

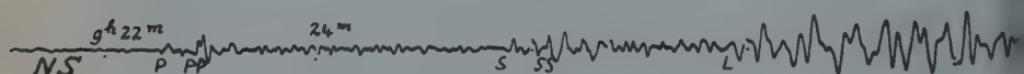


Fig. 4. Erdbebenwarte Stuttgart, 6. März 1930; $\Delta = 2030$ km

Weiterhin zeigt Fig. 3, daß die obenerwähnte Straßenbahn (die in jeder Richtung alle 6 Minuten verkehrt) keinerlei Einfluß ausübt. Denn es findet sich nicht der geringste Unterschied zwischen den Verkehrszeiten und der nächtlichen Ruhepause.

Daß auch bei den Bebenwellen keine Resonanz störend auftritt, möge Fig. 4 erhärten. Mit ihr vergleiche man die Fig. 87 in Gutenberg, Handb. d. Geophys. Bd. IV, S. 194. Natürlich zeigen auch sämtliche übrigen, in den letzten Monaten aufgezeichneten Beben, daß der Untergrund der neuen Warte einwandfrei ist.

Ein Vergleich der Untergrundsverhältnisse Hohenheims und der neuen Warte konnte bisher noch nicht durchgeführt werden.

Wie notwendig die Aufstellung empfindlicherer Seismometer war, beweist wohl am besten der Umstand, daß in den Monaten März bis Mai auf Reitzenstein von den Galitzin-Wilip-Pendeln 95, von den Mainkapendeln in Hohenheim nur 26 Beben aufgezeichnet worden sind.

Über den Zusammenhang zwischen Typhusmorbidity (bzw. Typhusmortalität) und Niederschlagsschwankungen nebst einer Kritik der Brücknerschen Klimaperiode

Von Leo Wenzel Pollak, Prag — (Mit 4 Abbildungen)

In der Epidemiologie stehen einander zwei Forschungsrichtungen gegenüber, deren Hauptvertreter in Deutschland R. Koch und M. v. Pettenkofer sind. Koch sieht die alleinige Ursache der Seuchenentstehung im Krankheitserreger, Pettenkofer dagegen erklärt die Epidemien aus gewissen örtlichen und zeitlichen bzw. klimatischen Verhältnissen, ohne die Gegenwart spezifischer Mikroorganismen in den Kranken zu leugnen. Fr. Wolter hat als erster den klimatischen Einfluß auf die Seuchenentstehung zu erfassen versucht und legt seinen Untersuchungen die Brücknersche Periode zugrunde. Da eine hier unternommene Kritik der Brücknerschen Klimaperiode lehrt, daß sie die Grundlage für eine Theorie der Entstehung von Typhusseuchen nicht abgeben kann, wurde der Zusammenhang zwischen Typhus- und Niederschlagschwankungen mit Hilfe der Korrelationsrechnung unvoreingenommen untersucht. Als Ergebnis wird festgestellt, daß die Bedeutung der klimatischen Verhältnisse für die Typhusepidemiologie nicht geleugnet werden kann, ihr Einfluß auf die Entstehung von Typhusseuchen aber sehr gering und nur ein indirekter ist.

Vor längerer Zeit wandte sich der Epidemiologe unserer Universität, Prof. Dr. G. Salus, an mich um Auskunft über die Brücknersche Periode, da diese die Grundlage einer von maßgebender Seite aufgestellten Theorie der Seuchenverursachung, insbesondere der Entstehung von Typhusepidemien, abgibt. Der Beschäftigung mit diesem Gegenstande verdankt die nachfolgende kleine Untersuchung ihre Entstehung. Eine Verfolgung der mir vorgelegten Fragen erschien auch deshalb wertvoll, weil durch ihre Beantwortung neuerlich gezeigt werden kann, wie bedenklich es ist, Ergebnisse der Periodenforschung — die übrigens in den meisten Lehrbüchern leider als viel zu sicher dargestellt werden — einfach zu übernehmen und schematisch zu verwenden. Das hier behandelte Problem ist in seinen Konsequenzen auch wirtschaftlich bedeutungsvoll und beansprucht daher vielleicht allgemeineres Interesse.

I. Theorien der Seuchenentstehung¹⁾. In der Epidemiologie stehen einander (nach Wolter) zwei Forschungsrichtungen gegenüber. Die Hauptvertreter dieser beiden Richtungen sind in Deutschland Robert Koch und Max von Pettenkofer. Koch bezeichnete den kranken Menschen bzw. den gesunden Bazillenträger als die wesentlichste und alleinige Ursache nicht nur des einzelnen Krankheitsfalles, sondern auch der Seuchenentstehung und führte die Entstehung der Epidemien auf Einschleppung oder direkte bzw. indirekte Übertragung der Krankheitserreger zurück. Pettenkofer dagegen erklärte die Entstehung der Epidemien aus gewissen örtlichen und zeitlichen bzw. klimatischen

Verhältnissen²⁾). Er leugnet, daß sich durch Übertragung von Infektionsstoff, welchen vereinzelte, z. B. aus Choleragebieten kommende, Kranke oder Gesunde mitbringen, Epidemien entwickeln können, und hält an der Bedeutung gewisser Bodenverhältnisse für die Seuchenentstehung, im besonderen für Typhus und Cholera, fest. Pettenkofer anerkennt zwar die gleichzeitige Gegenwart spezifischer Mikroorganismen in den Kranken, verweist hingegen darauf, daß es ungeklärt sei, warum die spezifischen Keime für Cholera und Typhus — die zu den obligaten Parasiten des Menschen zu zählen sind (Koch 1902) und sich außerhalb des menschlichen Körpers sowohl im Boden als auch im Wasser nur kurze Zeit halten können — nur an gewissen Orten und auch da nur zu gewissen Zeiten Epidemien verursachen.

Nach dieser Schulmeinung haben die Versuche, Massenepidemien ausschließlich durch Trinkwasser-, Milch-, Obst- oder Salatinfektion zu erklären, in sehr vielen Fällen versagt, und das Streben, befriedigendere Erklärungen beizubringen, haben zur Behauptung bzw. Erkenntnis geführt, daß sich die Typhus- und Cholerafrequenz von klimatischen Zuständen abhängig erweist und die rapide Ausbreitung und der große Umfang vieler Seuchen, sowie ihr jahreszeitlicher und säkularer Verlauf in besonders günstigen meteorologischen Dispositionen begründet ist. Zum Verständnis der Schwankungen in den epidemischen Erkrankungen wird vor allem eine genaue Feststellung der Niederschlagsmengen und der Veränderungen des Grundwasserstandes gefordert, während die bakteriologische Auffassung der Cholera- und Typhusgenese der Kochschen Schule den Einfluß der klimatischen Faktoren gering schätzt.

Fr. Wolter, Anhänger der Pettenkoferschen Richtung, hat in seinem auf der 88. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck im September 1924 gehaltenen Vortrage¹⁾ die Aufgaben und Ziele der epidemiologischen Forschung und ihrer Hilfswissenschaften entwickelt. Wolter zählt zu den Hilfswissenschaften vor allem die Wetterkunde und vertritt die Meinung, daß die Meteorologie berufen scheint, die schwierigsten Fragen des Seuchenproblems einer Lösung näherzubringen. Während aber alle früheren Vertreter der Pettenkoferschen Richtung sich mit bloßen Andeutungen eines klimatischen Einflusses auf die Seuchenentstehung begnügten, versucht Wolter als erster, den Zusammenhang wenigstens qualitativ zu erfassen. Wolter stützt sich auf die bekannte Arbeit Brückners: „Klimaschwankungen seit 1700 usw.“³⁾ und bezeichnet für die Epidemiologie die sich über zwei Jahrhunderte erstreckende und die 85jährige Klimaschwankung als wichtig. Die Entstehungsursache der Epidemien ist nach dieser Auffassung in den wechselnden Feuchtigkeitszuständen des Bodens zu suchen, welche dadurch bewirkt werden, „daß nach Brückner die Klimaschwankungen in bestimmten Zeitperioden Schwankungen des ober- und unterirdischen Wasserstandes (Grundwasserstandes) auf der ganzen Erde parallel gehen, und zwar ist in den feuchten und kühlen Zeiten (1850, 1880) der Grundwasserstand ein hoher, in den trockenen und warmen (1880, 1860) ein tiefer“. Wolter unternimmt es nun, durch einfache Gegenüberstellung von

Beobachtungen Koinzidenzen zwischen den Klimaverhältnissen und Frequenzen von Epidemien (Pest, Cholera, Flecktyphus, Typhus abdominalis usw.) aufzudecken und zu beweisen, daß dieselben klimatischen Faktoren, welche die Seuchenbewegung in weiten Gebieten bestimmen, zugleich auch die Seuchenbewegung an einem einzelnen Orte entscheidend beeinflussen und vergleicht insbesondere die Typhusbewegung in Hamburg von 1820 bis 1900 mit den von Brückner ermittelten feuchten und trockenen Perioden. Die Ergebnisse seiner Untersuchungen faßt Wolter in nachstehenden Sätzen zusammen:

Säkulare Kurve der Typhusfälle in Hamburg auf je 1000 Einw.

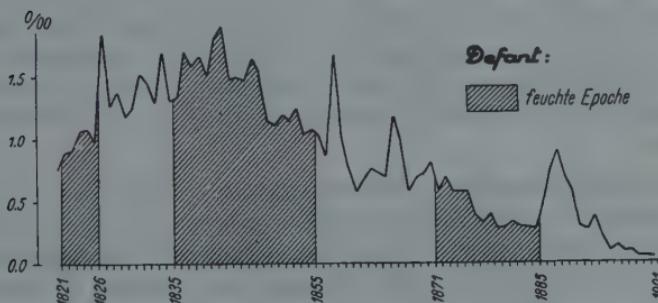
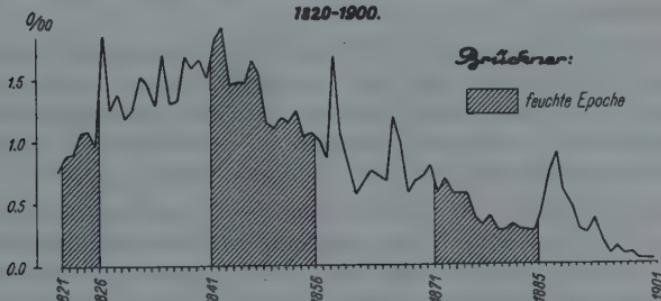


Fig. 1

„Dieser Vergleich (siehe Fig. 1) zeigt also:

1. daß jedesmal bei Einsetzen der Trockenperiode ein Anstieg der Typhuskurve bzw. ein epidemisches Auftreten des Typhus erfolgt: sowohl 1825/26 wie 1855/56 wie 1885/86;
2. daß auch im übrigen die größeren Anstiege der Kurve, also das epidemische Auftreten, immer in eine Trockenperiode gefallen sind, so 1865/66 und 1885 bis 1888.
3. Bei Einsetzen der feuchten Perioden und für die Dauer derselben ist stets ein Absinken der Kurve nachweisbar, sowohl 1841/42 wie 1871/72, und die

Erhebungen der Kurve sind sehr viel geringer als in den Trockenperioden, so 1847/48 und 1853.

4. Im allgemeinen betrachtet, verharrt die Kurve bis 1841/42 auf einer gewissen Höhe; von 1842 bis 1900 findet dann ein durchweg kontinuierliches Absinken der Kurve statt, das durch einzelne größere Anstiege unterbrochen ist (1855/56, 1865/66, 1885/88). Die Höhe dieser größeren Anstiege zeigt aber eine abnehmende Tendenz (1856 ist die Akme höher als 1866 und 1866 höher als 1885/86), und am Ende des Jahrhunderts erreicht die ganze Kurve ihren niedrigsten Stand, den sie auch beibehält, nicht nur in der feuchten Periode von 1901 bis 1915, sondern auch in der 1916 beginnenden Trockenperiode bis zur Gegenwart (1924).

5. Die seit 1842 beginnende Abnahme der Typhusfrequenz dürfte im Zusammenhang stehen mit der nach dem Hamburger Brande von 1842 in Angriff genommenen Kanalisation der Stadt, die zu einer allmählich eingetretenen Bodenreinigung geführt hat, so daß die Typhuskurve seit dem Ende des 19. Jahrhunderts und bis zur Gegenwart (1924) auf dem niedrigsten Stande verharrt.“

Hingegen bestreitet Wolter, daß die geringe Typhusfrequenz in den letzten Jahrzehnten auf die bessere Wasserversorgung seit 1898 zurückgeführt werden dürfe. Als Begründung gibt Wolter an, daß die Typhuskurve Hamburgs schon seit 1842 eine nur von einzelnen größeren Epidemien unterbrochene kontinuierliche Abnahme zeigt und verweist auf Paris, dessen Versorgung mit Quellwasser in der Zeit von 1866 bis 1898 durchgeführt wurde und trotzdem in den Jahren 1894 und 1899, also in der trockenen Periode von 1886 bis 1900, von schweren Typhusepidemien heimgesucht wurde. (Grund der Epidemien: Noch im Jahre 1898 war nur ein Fünftel des bebauten Komplexes von Paris an die Kanalisation angeschlossen.)

II. Die Brücknersche Klimaschwankung³⁾. Wir müssen uns zunächst fragen, inwieweit die Brücknersche Periode gesichert ist, weiter, ob die von Brückner aus kurzen, unvollständigen und vielfach sehr unverlässlichen Reihen abgeleiteten trockenen und feuchten Perioden die Grundlage für eine Theorie der Entstehung von Typhusseuchen abgeben können, und schließlich, ob die als Durchschnitt über große Areale, z. B. für ganz Europa, angegebenen trockenen und feuchten Perioden zur detaillierten Erklärung der Typhusfrequenz eines einzelnen Ortes, z. B. Hamburgs, herangezogen werden können.

Eine Durchsicht unserer hervorragendsten Lehrbücher zeigt, daß sich die Autoren im allgemeinen über die Realität der Brückners Namen tragenden Periode⁴⁾ recht vorsichtig äußern. Es wird vielfach nur von Andeutungen einer 35jährigen Periode im Wechsel regenreicher und zugleich kühler mit trockenen und warmen Jahrgängen gesprochen und zuweilen betont, daß in den trockenen Epochen auch extrem nasse Jahrgänge eingestreut sind, und umgekehrt. Bezüglich der eine Erklärung erheischenden Ausnahmegebiete wird — falls sie überhaupt erwähnt werden — auf das ausführliche Werk Brückners verwiesen. Hingegen

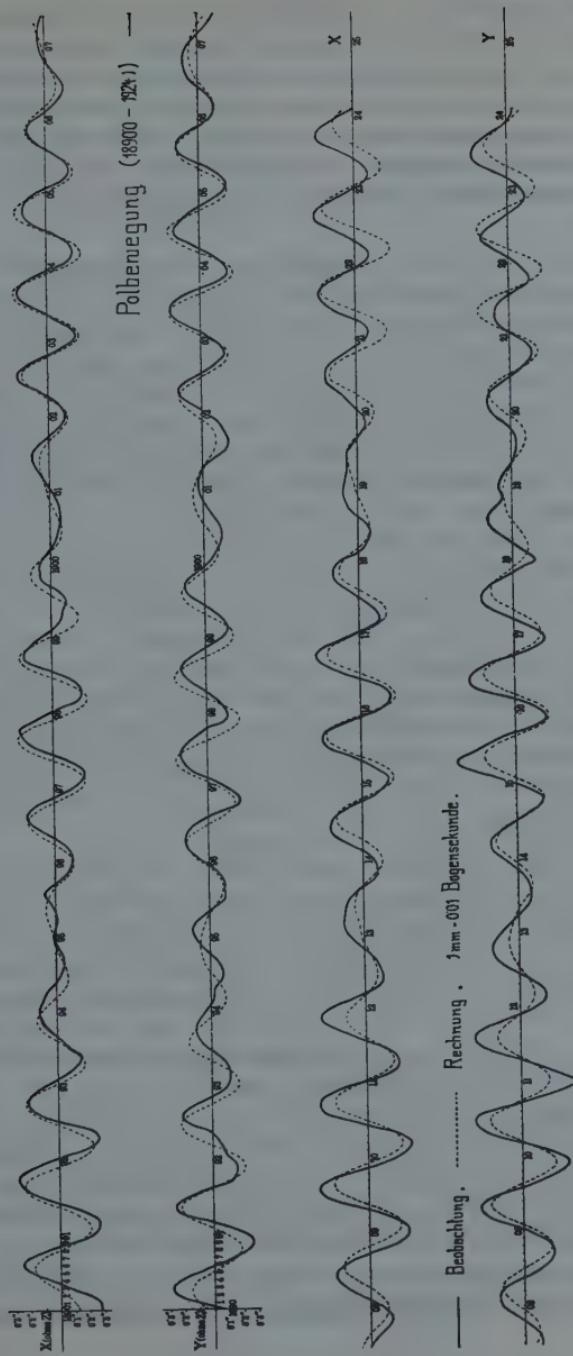


Fig. 2

gibt es auch zahlreiche Lehr- und Handbücher, welche trotz der Befunde A. Wagners⁵⁾ die Realität der 35jährigen Periode „in Verbindung mit den umfassenden Untersuchungen Brückners wohl über jeden Zweifel erhaben“ bezeichnen. Nirgendwo habe ich aber die von E. Brückner und seinen Nachfolgern angewendete Methode zur Ermittlung einer etwa 33- bis 36jährigen Periode diskutiert oder kritisiert gefunden, so daß Worte wie etwa „der Nachweis einer 35jährigen Klimaschwankung“ bei einem nicht eingeweihten Leser überschätzt werden müssen.

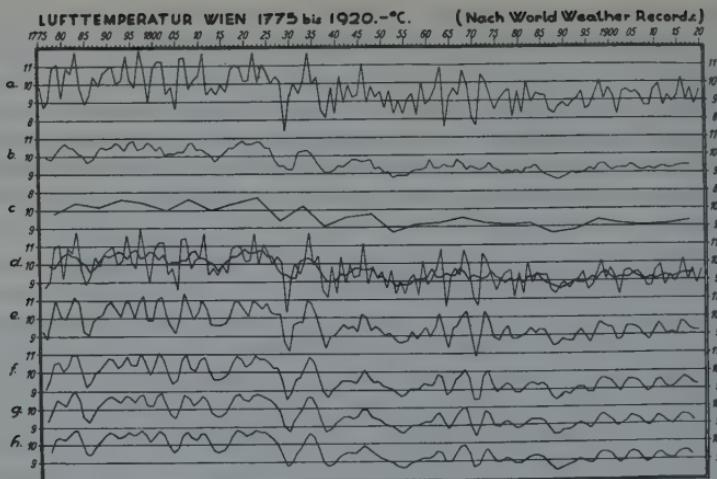
Es sollen daher einmal vom Standpunkt der neuzeitlichen Periodographie einige Bemerkungen über die Art der seinerzeitigen Ableitung der Brücknerschen Periode gemacht werden, und man muß es einmal aussprechen, daß ihre Existenz durchaus nicht so sicher ist, wie vielfach angenommen wird. In der umfangreichen Arbeit Brückners³⁾ wird, soviel ich sehe, lediglich bewiesen, daß die klimatischen Elemente und die Höhe des Wasserspiegels abflußloser Seen voneinander zum Teil abhängige Schwankungen zeigen, die über größeren Gebieten der Erde etwa gleichzeitig auftreten. Dieses Resultat muß aber als trivial bezeichnet werden, da es sich ja um stochastische Verbundeneheiten handelt. Meiner Meinung nach kann neben der 11jährigen Periode nur noch vielleicht die Wagnersche Klimaschwankung, sowohl was ihre Erfassung mit Hilfe der strengen Methoden der Periodogrammanalyse, als auch in bezug auf die Sicherheit ihrer Feststellung, Anspruch erheben, als „reell“ bezeichnet zu werden, da von einer „reellen“ Periode weitgehende Persistenz zu verlangen ist, damit sie zu Extrapolationen nach vorwärts (prognostisch) oder rückwärts (zur Erklärung irgendwelcher Geschehnisse) brauchbar sei, und ihre Amplitude — mit Rücksicht auf die Kürze der uns bis jetzt zur Verfügung stehenden meteorologischen und sonstigen Beobachtungsreihen — so groß sein muß, daß ihr Sinn nicht durch zufällige Ereignisse ins Gegenteil verkehrt wird.

Die Fig. 2 bringt als Beispiel einer Analyse mit nach dieser Auffassung reellen Ergebnissen die Darstellung der x - und y -Koordinate der Polbewegung (1890.0 bis 1924.1) durch die zwei von mir⁶⁾ seinerzeit berechneten Hauptschwingungen. Unter 36 Versuchsperioden fand ich für die x -Komponente der jährlichen Periode die Amplitude $a = 0.09640$ und die Phase $A = 202.5^\circ$ und bei der Chandlerschen Periode lauten die harmonischen Konstituenten $a = 0.14514$, $A = 322.0^\circ$. Für die y -Komponente sind die entsprechenden Konstituenten $a = 0.08049$, $A = 298.9^\circ$ und $a = 0.14847$, $A = 54.8^\circ$. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Chandlersche Periode durch den Zufall allein erzeugt sei, beträgt nur $2.30 \cdot 10^{-28}$, und bei der jährlichen Periode ist die Wahrscheinlichkeit noch immer $2.97 \cdot 10^{-9}$. Dieser großen Sicherheit der gefundenen beiden extremen Amplituden entspricht auch die vorzügliche Approximation der beobachteten Polbewegung in der x - und y -Koordinate⁷⁾.

Von diesem Standpunkt aus lassen sich nun etwa die nachstehenden Einwände gegen die Brücknersche Klimaschwankung vorbringen: Der Nachweis

einer Periode ist Brückner nirgendwo glücklich und konnte auch gar nicht glücken, weil vor allem das zur Verfügung stehende Material zur Herausschaltung einer etwa vorhandenen reellen längeren Periode zu kurz ist, nämlich knapp fünf ganze Periodenlängen der 35jährigen Schwankung umfaßt. Aber auch die von Brückner angewendete Analysenmethode ist sehr anstrengbar. Brückner benutzt nämlich zur Konstatierung der Perioden nicht die Originalwerte, sondern geglättete Zahlenreihen und bedient sich eines höchst primitiven Verfahrens zur Ermittlung der Periodenlänge und Lage der Extreme. Das von Brückner benutzte Glättungsverfahren ist übrigens mangelhaft, weil allen Ordinaten gleiche Gewichte erteilt werden und überdies wird nur jeder fünfte geglättete Wert der nachträglichen Analyse zugrunde gelegt. Bei einer weniger energischen, mathematischen Gesetzen folgenden Glättung ist der Verlauf der Schlußkurven keineswegs so glatt, wie er bei Brückner zum Vorschein kommt, und die Ergebnisse sind dann vieldeutig. Diesen Sachverhalt soll die Fig. 3 erläutern, welche die graphische Darstellung der Jahresmittel der Lufttemperatur (t) zu Wien vom Jahre 1775 bis 1920 (nach World Weather Records) behandelt. Man sieht (Fig. 3a), welchen großen Schwankungen das Jahresmittel unterliegt. Die darunter gezeichnete Kurve (b) bringt die nach dem Vorgange Brückners durch übergreifende Mittel mit gleichen Gewichten geglättete Kurve und lehrt, wie sehr die charakteristischen Schwankungen der Jahresmittel der Lufttemperatur abgestumpft werden. Brückner legt aber keineswegs diese schon vieler wichtigen Merkmale beraubte Kurve seiner Untersuchung zugrunde, sondern benutzt die unter c abgebildete Ersatzkurve. Am besten erkennt man, welche Vereinfachungen Brückner eintreten läßt, wenn er nur jede fünfte Ordinate der mit gleichen Gewichten geglätteten Zahlenreihe benutzt, am vierten Kurvenzug ($d = a + b$), bei dem die tatsächlich beobachteten und die nach dem Verfahren Brückners geglätteten Zahlenreihen in ein und dasselbe Koordinatensystem eingezeichnet sind. Der Verlauf ist so verwischt, daß die Extreme vielfach ins Gegenteil verkehrt werden. Hingegen muß — wie die vier untersten Kurven zeigen sollen — eine richtig vorgenommene⁸⁾ Glättung im Einklang zum behandelten Problem stehen und darf nicht übertrieben werden. Das erfordert sehr viel „Takt“. Der Fig. 3h entnimmt man, daß noch die vierte, nach mathematischen Grundsätzen vorgenommene Glättung Schwankungen anzeigt, welche in der nach dem Brücknerschen Verfahren vereinfachten Kurve völlig getilgt sind.

Wenn nun die Festlegung der feuchten und trockenen, warmen und kalten Perioden auf Grund einer derart schematisierten Zeichnung erfolgt, so kann es nicht wundernehmen, daß in einem feuchten oder kalten Abschnitt der Brücknerschen Periode trockene bzw. warme Jahre auftreten, wie dies besonders im warmen Jahre 1911 auffällt. So erklärt sich weiter leicht, daß verschiedene Autoren sogar nicht unbeträchtlich verschiedene Epochen als feucht bzw. trocken bezeichnen. Schon aus diesem Grunde kann eine blinde Verwendung der Brücknerschen Epochen zu Fehlschlüssen führen und — um auf unser Typhusproblem zurückzukommen — die von Wolter zur Stützung seiner Hypothese herangezogenen,



a. Jahresmittel der Lufttemperatur.

$$b. \tau_{i+2} = \frac{t_i + t_{i+1} + t_{i+2} + t_{i+3} + t_{i+4}}{5}, \\ i = 1, 2, 3 \dots$$

$$c. \tau_{i+2} = \frac{t_i + t_{i+1} + t_{i+2} + t_{i+3} + t_{i+4}}{5}, \\ i = 2, 7, 12, 17 \dots$$

d. a und b.

1. Glättung:

$$e. \tau_{i+\frac{1}{2}}^I = \frac{t_i + t_{i+1}}{2}, \\ i = 1, 2, 3 \dots$$

2. Glättung:

$$f. \tau_{i+1}^{II} = \frac{\tau_{i+\frac{1}{2}}^I + \tau_{i+1+\frac{1}{2}}^I}{2} = \frac{1}{4}(t_i + 2t_{i+1} + t_{i+2}), \\ i = 1, 2, 3 \dots$$

3. Glättung:

$$g. \tau_{i+\frac{3}{2}}^{III} = \frac{\tau_{i+1}^{II} + \tau_{i+2}^{II}}{2} = \frac{1}{8}(t_i + 3t_{i+1} + 3t_{i+2} + t_{i+3}), \\ i = 1, 2, 3 \dots$$

4. Glättung:

$$h. \tau_{i+2}^{IV} = \frac{1}{2}(\tau_{i+\frac{3}{2}}^{III} + \tau_{i+1+\frac{3}{2}}^{III}) = \frac{1}{16}(t_i + 4t_{i+1} + 6t_{i+2} + 4t_{i+3} + t_{i+4}), \\ i = 1, 2, 3 \dots$$

Fig. 3

vielfach an den Rändern der feuchten und trockenen Perioden gelegenen Jahrgänge sind zunächst nicht genügend beweiskräftig. In der Fig. 1 habe ich zur Veranschaulichung dieser Tatsache in die säkulare Kurve der Typhusfälle in Hamburg von 1820 bis 1900 durch Schraffierung die feuchten Epochen nach Brückner und nach der Auffassung von Defant⁹⁾ eingetragen. Ferner ist zu beachten, daß die von Brückner angegebenen Epochen gegensätzlichen Verhaltens gewissermaßen eine Abstraktion aus den recht verschieden lautenden Befunden in den einzelnen Teilen der Erde vorstellen¹⁰⁾. Deshalb müßte Herr Wolter der säkularen Typhuskurve in Hamburg die aus den Niederschlägen in Hamburg abgeleiteten trockenen und feuchten Perioden gegenüberstellen, wenn er Punkt 1 seiner Ergebnisse besser begründen wollte. Da im Einzelfall Verschiebungen von mehreren Jahren gegenüber den durchschnittlichen Epochen nichts Seltenes sind, könnte es geschehen, daß der Anstieg der Typhusfrequenz an das Ende der feuchten Periode zu liegen käme.

Aber selbst wenn man Brückner zugesteht, so stark geglättete Kurven seinen Ableitungen zugrunde legen zu dürfen, kann man ihm den Vorwurf nicht ersparen, daß er in der Auswahl der Extreme eine zu große Willkür hat walten lassen, und ich kann nicht finden, daß die „Periode“ von 86 Jahren überzeugend nachgewiesen wurde, wenn z. B. ihre Länge durch Mittelbildung (l.c. S. 284) aus der „wirklichen“ Dauer der Schwankung von 30, 45, 45, 30, 25, 45 und 45 Jahren berechnet wird.

Die hier ausgesprochenen allgemeinen Bedenken gegen die Brücknersche Ermittlung der 85jährigen Klimaschwankung lassen sich durch eine Reihe spezieller Einwände vermehren. So existieren die zur Ableitung der Seespiegelschwankungen des Kaspischen Meeres benutzten Pegelmessungen erst seit 1837, es liegen keine richtigen Mittel vor, das Material ist sehr lückenhaft und entbehrt der Homogenität, da mehrmals neue Pegel gesetzt wurden, deren Höhenunterschied erst durch ein nicht ganz überzeugendes Reduktionsverfahren berechnet werden muß. Von 25 insgesamt verwendeten Zahlen hat Brückner (l. c. S. 53) 10 (!) interpoliert, und die nicht geglätteten Zahlen (Baku) geben überdies noch entgegengesetzte Werte. Die von Brückner herangezogenen geschichtlichen Belege sind schon deshalb nicht beweiskräftig, weil bei dem von Brückner angewendeten Verfahren lückenhaftes Material nicht verwendet werden darf. Die Beibringung einer einzigen neuen Tatsache (Wertes) in dem lückhaften Zeitraume kann unter Umständen genügen, das Bild völlig zu verändern. Ähnliche Einwände lassen sich beim Regenfall und den übrigen meteorologischen Elementen vorbringen, wobei noch zu berücksichtigen ist, daß z. B. bei der Temperatur erst nach einer abermaligen Ausgleichung eine etwa so stetige Änderung zutage tritt, wie dies mehr oder minder beim Regen der Fall ist (l. c. S. 229).

Zum Schluß dieses Abschnittes möchte ich noch kurz einige Urteile über die Brücknerschen Ergebnisse anführen; Hann betrachtet die Brücknersche Periode¹¹⁾ als gut ausgesprochen, wenn er bei Umordnung der Zahlenwerte (Regenfall von Padua, Mailand, Klagenfurt; Temperatur Wien) nach einer Versuchs-

periode von 35 bzw. 36 Jahren eine glatt verlaufende Welle erhält. Demgegenüber erfuhr die Brücknersche Arbeit bald nach ihren Erscheinen eine ungewöhnlich scharfe Ablehnung durch P. Schreiber in seinen „Untersuchungen über einige Gesetzmäßigkeiten in der Folge jährlicher Niederschlagsmengen“¹²⁾. G. Hellmann behandelt natürlich in seinem fundamentalen Werke „Die Niederschläge in den norddeutschen Stromgebieten“ (Berlin 1906, I., S. 844) ebenfalls die 35jährige Periode an Hand des von ihm beigebrachten vollständigeren Materials. Der Verlauf der graphisch dargestellten Durchschnittszahlen zeigt nur das von Brückner für ganz Europa behauptete Maximum des Regenfalles im Lustrum 1876 bis 1880 und das Minimum 1861 bis 1865. Das vorhergehende Maximum tritt aber nicht 1841 bis 1845 ein, das zwar auch hohe Werte aufweist, sondern erst 1851 bis 1855, also 25 Jahre früher als jenes. Hellmann fährt folgendermaßen fort: „So interessant die hier dargelegten Beziehungen zwischen Niederschlägen und wahrscheinlich kosmischen Einflüssen sind und so sehr man von der Zukunft weitere Aufschlüsse dieser Art erwarten darf, so können wir uns doch der Einsicht nicht verschließen, daß sie für rein praktische Bedürfnisse zunächst nur eine ganz untergeordnete Bedeutung haben, da die Regel im Einzelfall ebensooft versagen als zutreffen wird. Die 35jährige Brücknersche Periode ist aber vermutlich keine reine Elementarperiode, sondern entsteht aus der Überlagerung mehrerer Perioden von verschiedenen Phasenlängen.“

Dieses Urteil wird vollauf bestätigt durch die Arbeiten des amerikanischen Astronomen A. E. Douglass¹³⁾, die überdies beweisen, daß die Komponenten der längeren Klimaschwankungen nach Ort und Zeit höchst veränderlich sind. In Arizona z. B. (I. c. II, S. 124, Fig. 15) sind besser ausgeprägt als die 35jährige Periode die Wellen von der ungefähren Länge 6.8, 7.7, 11.7, 14.2, 17.8, 19.8, 20.7, 23.9 und 27 Jahren, wobei am deutlichsten die 14- und etwa 20jährige Periode hervortritt.

In einer nach Abschluß dieser Untersuchung erschienenen wichtigen Arbeit¹⁵⁾ bezeichnet Sir Richard Gregory die Brücknersche Periode als ohne Nutzen für Zwecke der langfristigen Wettervorhersage, weil die individuellen Zyklen zwischen 20 und 50 Jahren variieren und die Amplitude der Variation so klein ist, daß die Existenz der Periode in den mitteleuropäischen Stationen überhaupt nur als das Ergebnis einer weitgehenden Glättung aufgezeigt werden kann. Der wahre Wert der Brücknerschen Arbeit liegt auch heute noch — nach der Meinung Gregorys — in volkswirtschaftlicher Richtung (Auswanderungswellen usw.), so wie dies bekanntlich seinerzeit von Brückner auseinandergesetzt wurde und durch die Forschungen des amerikanischen Nationalökonom Prof. Henry Ludwell Moore weiter gestützt erscheint, der direkt das Gesetz der Regenfallperiode als das Gesetz der Ernte- und Wirtschaftsperiode bezeichnet¹⁶⁾. Trotzdem der Betrag des Niederschlags sehr stark von einem Jahre zum anderen abweichen kann, so variiert die Wassermenge, welche über den Landflächen (im festen Boden, in den Seen und Gletschern) aufgespeichert ist, bei weitem weniger. Dieser Wasservorrat steht in keiner so engen Beziehung zum Niederschlag zu dem einen voran-

gegangenen Jahre, als vielmehr zum mittleren Niederschlag der etwa 10 vorangegangenen Jahre, und wenn diese 10 Jahre in die feuchte Hälfte einer Brücknerschen Periode fallen, so wird die Menge des Wasservorrats groß sein. Andererseits sind in den trüben, regnerischen Gegenden von Nordwesteuropa die warmen, trockenen Jahre für die Ernte und Vegetation günstig und es wird deshalb im großen und ganzen die trockene, warme Hälfte der Brücknerschen Periode eine bessere Ernte abwerfen als die kühle, feuchte Hälfte, trotzdem große Variationen von einem Jahre zum nächsten vorhanden sein können. In Auswirkung dieser Tatsachen wird ein Agrarstaat am Ende der warmen Hälfte der Periode reich, am Ende der kälteren arm sein.

Jüngst hat Brunt¹⁷⁾ in einer eingehenden Untersuchung von langen meteorologischen Aufzeichnungen in Westeuropa festgestellt, daß die 35jährige Periodizität nicht besser zum Ausdruck kommt als mehrere andere, und C. Easton¹⁸⁾, welcher die Periodizität der strengen Winter sehr eingehend geprüft hat und sein weit vollständigeres Material¹⁹⁾ benutzen konnte, fand keine 35jährige Periode, sondern er tritt für eine Periodizität von 89 Jahren mit einer gut ausgeprägten Halbperiode von $44\frac{1}{2}$ Jahren ein²⁰⁾.

III. Korrelationen zwischen Typhusmorbidität (Mortalität) und Niederschlag. Auf Grund der vorangegangenen Auseinandersetzungen haben wir es statt mit einer räumlich und zeitlich persistenten Periode von 35 Jahren mit recht komplizierten Rhythmen von sehr wechselnder Schwankungsdauer zu tun. Es empfiehlt sich daher, bei Behandlung des Zusammenhangs zwischen Typhus- und Niederschlagsschwankungen von der hypothetischen Existenz einer vieljährigen Periode ganz abzusehen und die fragliche Beziehung mit Hilfe des Korrelationsfaktors unvoreingenommen zu untersuchen.

Dieser mühevollen Arbeit hat sich Herr cand. rer. nat. Heinrich Katzer über meinen Vorschlag unterzogen. Er hat das an sehr zerstreuten Stellen veröffentlichte und bisher noch nicht gesammelte Typhuszahlenmaterial für die meisten größeren europäischen Städte beschafft und besonderes Augenmerk Prag gewidmet, weil wir einerseits über eine vorzügliche und langjährige Typhusstatistik verfügen, andererseits Prag bis zur Versorgung mit einwandfreiem Trinkwasser unter Typhusepidemien sehr zu leiden hatte. Die von Herrn Katzer zunächst aus den gleichzeitigen Schwankungen der Typhus- und Niederschlagszahlen berechneten Korrelationskoeffizienten sind in den Tabellen 1 bis 3 zusammengestellt.

Der Besprechung sei vorausgeschickt, daß die ermittelten Korrelationskoeffizienten als sichergestellt betrachtet werden können, da im allgemeinen das Verhältnis der Korrelationskoeffizienten r zum wahrscheinlichen Fehler F beträchtliche Werte besitzt, und unsere Berechnungen lehren, daß die Morbiditäts- und Mortalitätszahlen für unser Problem gleich brauchbar sind. Nur die in Tabelle 3 angeführten Korrelationskoeffizienten bedürfen mit Rücksicht auf die Länge des Inkubationsstadiums der Typhusinfektion einer Kontrolle, welche

Tabelle 1. Korrelation der Typhusmorbidity bzw. -mortalität und des Niederschlags

Ort	Zeitraum	Anzahl der Jahre	Korrelationskoeffizient (r)	
			Morbidity	Mortalität
Aachen	1884—1918	35	—	0.10
Berlin	1885—1919	35	— 0.08 *)	—
"	1863—1918	56	—	0.07
"	1884—1918	35	—	— 0.03
Bremen	1884—1918	35	—	— 0.07
Breslau	1893—1919	27	— 0.16 *)	—
"	1863—1918	56	—	— 0.22
"	1884—1918	35	—	— 0.16
Brünn	1882—1913	29	0.29 *)	—
Budweis	1888—1913	26	— 0.04 *)	—
Czernowitz	1883—1913	31	0.04 *)	—
Dessau	1884—1918	34	—	0.09
Eger	1882—1913	28	— 0.10 *)	—
Frankfurt a. M.	1893—1919	27	— 0.00 *)	—
"	1884—1918	35	—	— 0.20
Görz	1882—1913	32	— 0.06 *)	—
Graz	1882—1913	32	0.00 *)	—
Halle a. d. S.	1884—1918	35	—	— 0.15
Hannover	1884—1918	33	—	— 0.05
Innsbruck	1882—1913	32	0.39 *)	—
Kassel	1884—1918	33	—	0.09
Klagenfurt	1882—1913	32	— 0.04 *)	—
Köln	1884—1918	34	—	— 0.26
Königsberg	1884—1918	35	—	— 0.10
Krakau	1882—1912	31	— 0.05 *)	—
Krefeld	1884—1918	35	—	— 0.02
Lemberg	1882—1912	31	0.12 *)	—
Lübeck	1884—1918	35	—	0.08
Magdeburg	1884—1918	35	—	0.08
Olmütz	1882—1913	32	— 0.20 *)	—
Paris	1880—1895	16	—	0.14
"	1895—1913	19	— 0.60	—
Pola	1882—1913	32	0.20 *)	—
Prag I bis VIII	1897—1925	29	— 0.20	— 0.30
"	1897—1911	15	0.08	—
"	1912—1925	14	0.07	—
Reichenberg	1889—1913	25	0.14 *)	—
Rostock	1884—1918	35	—	0.00
Salzburg	1882—1913	30	0.05 *)	—
Spalato	1890—1911	21	— 0.15 *)	—
Stettin	1884—1918	33	—	— 0.14
Troppau	1882—1913	26	— 0.02 *)	—
Wien	1884—1913	30	0.13	—
"	1882—1913	32	0.05 *)	—
Znaim	1891—1913	23	— 0.14 *)	—

*) Aus der Statistik der Krankenhäuser.

von Herrn Katzer gelegentlich der Berechnung der nicht gleichzeitigen Korrelationen durchgeführt werden soll.

Der Tabelle 1 entnimmt man, daß unter 45 berechneten Korrelationskoeffizienten 25 das negative Vorzeichen im Sinne der Pettenkofer-Wolterschen Lehre aufweisen, 19 aber positiv sind. Sämtliche Korrelationskoeffizienten — mit einer einzigen Ausnahme — sind aber sehr klein und übersteigen den Wert von wenigen Hundertsteln nicht, sobald ein hinreichend umfangreiches Material zur Verfügung steht — gleichgültig, ob man absolute oder relative Morbiditätszahlen zugrunde legt — und die Rechnung für ganze Städte durchgeführt wird.

Tabelle 2. Korrelation der Typhusmorbidität und des Niederschlags für einzelne Prager Stadtteile

Ort	Zeitraum	Jahre	Korrelationskoeffizient (r) Morbidität
Prag-Altstadt	1897—1925	29	— 0.20
„ -Neustadt	1897—1925	29	— 0.42
“ ”	1897—1911	15	0.05
“ ”	1912—1925	14	— 0.55
“ -Kleinseite	1897—1925	29	— 0.26
“ -Hradschin	1897—1925	29	— 0.32
“ -Josefstadt	1897—1925	29	— 0.03
“ -Wyschehrad	1897—1925	29	— 0.09
“ -Holleschowitz	1897—1925	29	— 0.28
“ -Liben	1897—1925	29	— 0.33

Tabelle 3.

Der jährliche Gang des Korrelationskoeffizienten der Typhusmorbidität und des Niederschlags in den Prager Stadtteilen I bis VIII im Zeitraume 1897 bis 1925.

Monat	Korrelationskoeffizient (r)	Monat	Korrelationskoeffizient (r)
Januar	— 0.18	Juli	0.18
Februar	— 0.30	August	0.01
März	— 0.13	September	0.03
April	0.21	Oktober	0.09
Mai	0.03	November	0.19
Juni	— 0.22	Dezember	— 0.30

Nur Paris (1895 bis 1918) weist einen Korrelationskoeffizienten von — 0.60 aus. Doch erklärt sich dieser hohe Betrag sehr einfach durch die relative Kürze der Beobachtungsreihe (19 Jahre), in welcher zwei zufällig sehr günstig in trockene Perioden fallende Typhusepidemien ausschlaggebend sind, während die unmittelbar vorangehende 16jährige Reihe (1880 bis 1895) nur einen Korrelationskoeffizienten von + 0.14 liefert. Beachtet man bloß Beobachtungsreihen, deren Länge mindestens 30 Jahre beträgt, so ergibt sich kein Korrelationskoeffizient größer als ± 0.39 .

Ein bemerkenswertes Ergebnis ist in Tabelle 2, welche die Korrelation der Typhusmorbidität und des Niederschlags für einzelne Prager Stadtteile angibt,

enthalten. Zunächst fällt auf, daß alle aus dem Zeitraum (1897 bis 1925) abgeleiteten Korrelationskoeffizienten negativ sind, ferner, daß der aus der 29 Jahre umfassenden Epoche berechnete Korrelationskoeffizient die immerhin beachtliche Größe von -0.42 erreicht. Wenn man weiter das Material für Prag-Neustadt in zwei Abschnitte unterteilt, so liefert der Zeitraum 1897 bis 1911 einen Korrelationskoeffizienten im Betrage von $+0.05$, die Epoche 1912 bis 1925 ergibt aber $r = -0.55$. Mit einer gewissen Reserve (wegen des nicht sehr umfangreichen Materials) schließe ich daraus: Im ersten Zeitabschnitt, in dem die explosionsartigen, unperiodischen Störungen überwiegen (siehe Fig. 4), ist nicht nur die

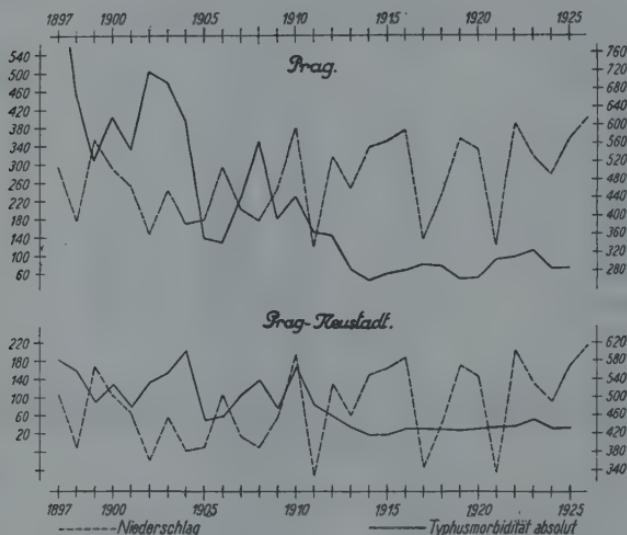


Fig. 4

von Pettenkofer-Wolter geforderte negative Korrelation nicht vorhanden, sondern sie ist, wenn auch absolut genommen sehr klein, positiv. Im zweiten Abschnitt, in welchem die unperiodischen Störungen (durch Kanalisation und gute Trinkwasserversorgung von Prag) auf ein Minimum herabgesetzt erscheinen, kann der Einfluß der Klimaschwankungen durchdringen und er tritt hier mit einer recht ansehnlichen negativen Korrelation auf. Die offenkundig vorhandene, entgegengesetzt geschaltete Beziehung von Niederschlagsschwankungen und Typhusmorbidity hat aber, wie schon ein Blick auf die graphische Darstellung (Fig. 4) oder eine Entwicklung in Fourierreihen beweist, eine sehr geringe Amplitude, während unzweifelhaft die unperiodischen Störungen — verursacht durch Wasser¹⁴⁾, Obst-, Milch- oder sonstige Infektion — einen dominierenden Einfluß haben.

Zusammenfassend kann somit als Ergebnis dieser kleinen Untersuchung festgestellt werden, daß die Bedeutung der klimatischen Verhältnisse für die Typhusepidiologie nicht zu leugnen ist, doch ist ihr Einfluß auf die Entstehung von Typhusepidemien sehr gering und nur ein indirekter. Diese Erkenntnis ist nicht unwichtig, da sonst allzuleicht bequeme Stadtväter die pflichtgemäße Prophylaxe, die in der energischen Durchführung der Trinkwasserversorgung, Kanalisation und Nahrungsmittelschau besteht, vernachlässigen könnten.

Literatur

1) Fr. Wolter: Aufgaben und Ziele der epidemiologischen Forschung. (Vortrag gehalten auf der 88. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck im September 1924). Hamburg, Conrad Behre, 1925.

2) Die Idee, die Seuchenentstehung auf eine aus gewissen zeitlichen bzw. klimatischen und unbekannten tellurischen Ursachen resultierende epidemische Konstitution zurückzuführen, ist recht alt und geht auf Sydenham (1624 bis 1689) zurück. Um die Mitte des 19. Jahrhunderts erbrachte Pettenkofer in seiner lokalistischen Lehre eine wissenschaftliche Begründung der Sydenhamschen Auffassung. In neuerer Zeit hat Penck (1887, Münchener Allgemeine Zeitung) einen Einfluß der Klimaschwankungen auf die Gesundheitsverhältnisse vermutet.

3) Ed. Brückner: Klimaschwankungen seit 1700 nebst Bemerkungen über die Klimaschwankungen der Diluvialzeit. Geogr. Abh., herausgegeben von A. Penck, 4, Heft 2. Wien und Olmütz, Ed. Hölzel, 1890.

4) Bereits Francis Bacon (1622) hat in seiner „Naturgeschichte der Winde“ eine 35jährige Witterungsperiode behauptet (G. Hellmann: Meteorol. Zeitschr. 1896, S. 21).

5) A. Wagner: Eine bemerkenswerte 16jährige Klimaschwankung. Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wiss. 133, 169 (1924).

6) L. W. Pollak: Das Periodogramm der Polbewegung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 16, 108 bis 194 (1927).

7) Durch die Funktionen:

$$x \dots 0.096\,40 \sin\left(\frac{2\pi}{10}t + 202.5^\circ\right) + 0.145\,14 \sin\left(\frac{2\pi}{12}t + 322.0^\circ\right)$$

$$y \dots 0.080\,49 \sin\left(\frac{2\pi}{10}t + 298.9^\circ\right) + 0.143\,47 \sin\left(\frac{2\pi}{10}t + 54.8^\circ\right).$$

8) W. Schmidt: Zur „Glättung“ von Wertereihen und Kurven. Meteorol. Zeitschr. 1916, S. 455 bis 460.

9) A. Defant: Wetter und Wettervorhersage S. 330. Leipzig, Fr. Deuticke, 1926.

10) Fußnote 3, S. 170. Man vergleiche hierzu noch die auf S. 167 angegebene Tabelle.

11) J. v. Hann: Handb. d. Klimatologie 1, 363, Stuttgart 1908.

12) P. Schreiber: Vier Abhandlungen über die Periodizität des Niederschlags, theoretische Meteorologie und Gewitterregen. Abh. d. Kgl. sächs. meteorol. Inst., Heft 1. Leipzig 1896. Schreiber beanstandet die ermüdende, sich beständig wiederholende Ableitung, die Verwendung unmathematischer Methoden und die dadurch erklärbaren offenkundigen Widersprüche („Die nassen und trockenen Zeiten fallen nicht überall genau zusammen — S. 170 —, während Herr Brückner auf S. 164 und 172 der Meinung ist, daß sie überall zusammenfallen“). Über die Brücknersche Methode urteilt Schreiber (S. 7 a. a. O.) nachstehend: „Endlich behauptet Herr Brückner (S. 141), daß es ausreiche, die Lustrenmittel statt der vollen Reihe zur Darstellung der Periodizität zu verwenden. Zum Beweis stellt er die volle Reihe für

Prag, Madras und Barnaul graphisch dar und zeichnet die abgekürzten ein. Jeder Unbefangene wird sagen, daß bei Barnaul beide Kurven nahe zusammenfallen, für Madras und Prag aber vollständig verschiedenen Verlauf haben, aber Herr Brückner sieht so etwas nicht.“

¹³⁾ A. E. Douglass: Climatic Cycles and tree-growth. A study of the annual rings of trees in relation to climate and solar activity. Washington (Carnegie Institution): 1 (1919); 2 (1928).

¹⁴⁾ In Prag war die mißbräuchliche Verwendung von Nutz-(Fluß-)Wasser zu Trinkzwecken durch viele Jahrzehnte die Hauptursache der Typhuserkrankungen (G. Salus: Zur Epidemiologie des Typhus abdominalis. Med. Klin. Wien 1930, Nr. 4).

¹⁵⁾ R. Gregory: Weather recurrences and weather cycles. Quart. Journ. of the Royal Meteorol. Soc. Nr. 234. London, April 1930.

¹⁶⁾ H. L. Moore: Economic Cycles: their Law and Cause. New York, Macmillan, 1914, zitiert nach R. Gregory (Fußnote 15).

¹⁷⁾ D. Brunt: An investigation of periodicities in rainfall, pressure and temperature at certain European stations. Quart. Journ. of the Royal Meteorol. Soc. Nr. 221. London 1927.

¹⁸⁾ C. Easton: Periodicity of winter temperatures in western Europa since A. D. 760. Sci. Proc. A. Akad. Wetenschap, Amsterdam 20, 1092 (1918); zitiert nach R. Gregory (Fußnote 15).

¹⁹⁾ C. Easton: Les Hivers dans l'Europe occidentale. Leyde 1928.

²⁰⁾ Zitiert nach R. Gregory (Fußnote 15).

Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium

Von Teodor Schlomka in Halle (Saale) — (Mit 3 Abbildungen)

(2. Mitteilung)

Es wird experimentell nachgewiesen, daß die bisher erhaltenen Ergebnisse über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium nicht durch störende magnetische Kräfte beeinflußt sind.

In der 1. Mitteilung¹⁾ war kurz über einen Versuch berichtet worden, dessen Ziel es war, festzustellen, ob eine Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium im Sinne einer „Kraftlinienbrechung“ vorhanden ist. Das Ergebnis dieses Versuchs war ein anscheinend positives: Das Gravitationsfeld einer 1200 kg schweren Masse wurde durch ein zwischen Gravitationsmasse und Beobachtungsort gebrachtes Eisenblechprisma, das mit 825 Liter Wasser gefüllt worden war, merklich beeinflußt.

Bei der Kleinheit der zu messenden Gravitationskräfte liegt die Vermutung nahe, daß der bisher erhaltene Effekt nicht reell, sondern durch gewisse Fehlerquellen vorgetäuscht ist. Als Gravitationsmasse ist Eisen benutzt worden, und auch die Wand des prismatischen Wassergefäßes bestand aus Eisenblech. Es kam also die Beeinflußbarkeit der bei den Versuchen benutzten Drehwaagen durch äußere Magnetfelder als eine etwaige Störungsquelle in Frage.

In der Literatur findet man über den störenden Einfluß magnetischer Kräfte auf die Angaben von Drehwaagen außer einem kurzen Hinweis von Eötvös²⁾ nur noch zwei Ausführungen:

Haalck geht in seinem Pendel- und Drehwaagenbuch³⁾ etwas näher auf die durch äußere Magnetfelder bei Drehwaagen auftretenden Störungen ein und weist rechnerisch nach, daß bei einer großen Askania-Drehwaage schon ein magnetisches Moment von 0.0001 cgs am Gehänge genügen würde, um durch das erdmagnetische Feld einen Fehler von 1 *E* in den Messungen zu bewirken. Haalck beschreibt auch ein experimentelles Verfahren, mit dem sich leicht prüfen läßt, ob ein Gehänge hinreichend frei von magnetischen Eigenschaften ist. Nach den Angaben von Haalck und nach mündlichen Mitteilungen von anderer Seite ist auf diese Weise öfters festgestellt worden, daß Drehwaagen durch äußere Magnetfelder in ihren Angaben beeinflußt werden konnten.

Noch eingehender behandelt Brillouin in seiner großen Drehwaagenarbeit⁴⁾ den störenden Einfluß magnetischer Kräfte auf das von ihm gebaute Instrument. Er weist darauf hin, daß ein äußeres Magnetfeld *H* in zweierlei Weise die Stellung des Drehwaagebalkens beeinflussen kann. Einmal kann der Balken ein magnetisches Moment *M* besitzen und erfährt dann ein Drehmoment $M \cdot H \cdot \sin(\alpha_H - \alpha_M)$, das sein Vorzeichen bei einer Drehung des ganzen Instruments um 180° ändert. Zum anderen kann der Balken eine merkliche Permeabilität besitzen und wird dann durch das Feld *H* ein Drehmoment erhalten, das proportional $H^2 \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha$ ist, wenn man mit α den Winkel zwischen der Richtung des Balkens und der des Magnetfeldes bezeichnet. Dieses zweite Drehmoment ist, wenn es auftritt, besonders deshalb störend, weil es nach derselben Funktion wirkt wie eines der drehenden Gravitationsmomente. Brillouin prüfte sein Instrument experimentell, indem er es in das Innere einer sehr großen Spule setzte und durch diese Ströme bis zu 18 Amp. schickte. Er erhielt so an allen Stellen der Drehwaage ein annähernd homogenes Feld, das bis zu neunmal so stark war wie das erdmagnetische Feld; dabei zeigte sich eine meßbare Störung der Gleichgewichtslage des Drehwaagebalkens.

Dieser störende Einfluß magnetischer Kräfte ist aber meistens so klein, daß er die Verwendung der Drehwaagen bei praktischen Feldmessungen nicht behindert. Bei Versuchen über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium werden aber an die Instrumente viel größere Genauigkeitsansprüche gestellt. Es mußte daher bei den dazu benutzten Instrumenten eingehend geprüft werden, inwieweit sie durch äußere Magnetfelder beeinflußt werden konnten.

Diese Untersuchung wurde mit Hilfe eines stark streuenden Elektromagneten vorgenommen. Bei einigen Versuchen wurde dieser in unmittelbarer Nähe der Drehwaage aufgestellt, bei anderen Versuchen weiter davon entfernt. Bei einigen Versuchen befanden sich die beiden Pole des Magneten in der Höhe des hängenden Gewichtes, bei anderen Versuchen in der Höhe des oberen Gewichtes, bei anderen in einer mittleren Höhe. Durch diese verschiedenen Entfernungen von der Drehwaage, durch die verschiedenen Höhenlagen, durch Speisen des Elektromagneten

mit verschiedenen Stromstärken und durch Umpolen konnten in der Umgebung der Drehwaage die verschiedenartigsten Magnetfelder erzeugt werden.

Nach einem Einfluß dieser Felder auf die Angaben der Drehwaage wurde in der Weise gesucht, daß bei jedem Einzelversuch der Elektromagnet seiner Gravitationswirkung wegen an derselben Stelle stehen blieb und lediglich ein Umpolen in der Mitte des Versuches stattfand. Vor und nach dem Umpolen wurden Aufnahmen mit der Drehwaage in allen zehn durch Anschlagstifte vorgegebenen Balkenlagen ausgeführt. Die in der ersten und zweiten Versuchshälfte in der Nähe des oberen Gewichtes des einen Waagebalkens vorhandenen Magnetfelder wurden ihrer Richtung und Stärke nach mit Hilfe der zu dem betreffenden Instrument gehörenden Bussole ausgemessen. Durch Auswerten der Drehwaagenplatten in der üblichen Weise konnten die mit dem Instrument erhältlichen zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials bei beiden Versuchshälften ermittelt und miteinander verglichen werden.

Eine Veröffentlichung des gesamten diesbezüglichen Beobachtungsmaterials dürfte von keinem allgemeinen Interesse sein. Es sei daher nur Versuch Nr. 142 als Beispiel durch die nebenstehende Tabelle und durch die Fig. 1 bis 3 wiedergegeben.

T a b e l l e

Drehwaagenge- häusestellung	0°	72°	90°	120°	144°	180°	216°	240°	270°	288°
Nadelstand . .	64°	20°	353°	324°	299°	261°	220°	191°	149°	124°
Schwingungs- zahl in 10 sec .	5	6	7	7	7	6.5	7	7	6.5	6.5
Feldstärke . .	0.5	0.7	1	1	1	0.9	1	1	0.9	0.9
Nadelstand . .	174°	0°	335°	314°	302°	285°	271°	266°	265°	261°
Schwingungs- zahl in 5 sec .	16	13	10	9	6.5	6	5.3	5.3	6	7
Feldstärke . .	28.4	18.8	11.1	9	4.7	4	3.1	3.1	4	5.4
Nadelstand . .	2°	180°	152°	130°	125°	138°	137°	126°	107°	93°
Schwingungs- zahl in 5 sec .	17	12	10	6	4.5	4	5	5.5	8	8.5
Feldstärke . .	32.1	16	11.1	4	2.2	1.8	2.8	3.4	7.1	8

Zur Erläuterung der Tabelle diene folgendes: „Nadelstand“ bedeutet den Stand des roten Endes der Bussolennadel auf der Bussolenteilung; „Schwingungszahl“ bedeutet die Zahl der Schwingungen der betreffenden Bussolennadel; die „Feldstärke“ ist angegeben in Einheiten des normalen Erdmagnetfeldes (0.19 Gauß).

Fig. 1 zeigt das Erdmagnetfeld, wie es am Orte der Drehwaagenaufstellung (Kante des Eisenblechprismas) ohne Zusatzfeld herrschte; Fig. 2 gibt das Feld an derselben Stelle bei Einschalten des Stromes in den Elektromagneten; Fig. 3 dasselbe Feld nach dem Umpolen. Die Pfeile geben die Richtung und Stärke des

am Pfeilende vorhandenen Magnetfeldes an. Die leeren Kreise bedeuten die Lage des oberen Gewichtes von Waage I und des unteren Gewichtes von Waage II (Fall a); die vollen Kreise geben die Lage des oberen Gewichtes von Waage II und

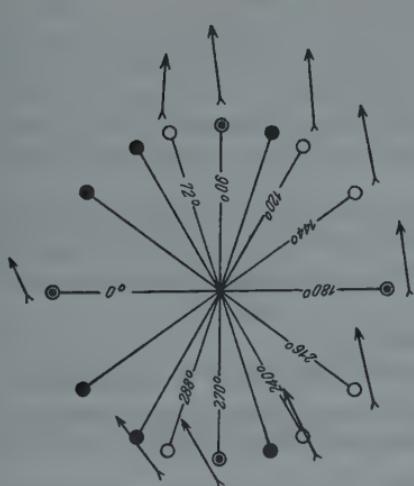


Fig. 1.

Maßstab: 1 cm = 0.1 Gauß.

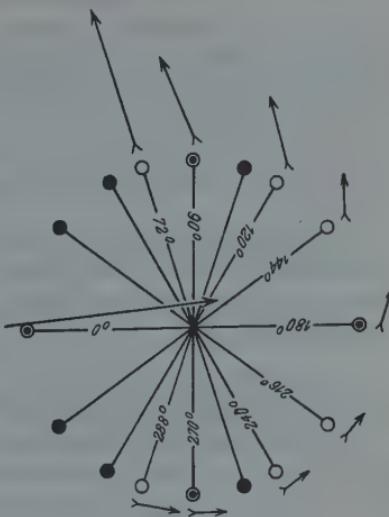


Fig. 2.

Maßstab: 1 cm = 1 Gauß.

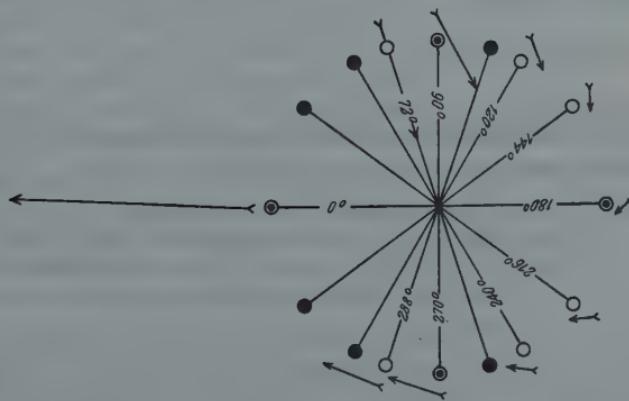


Fig. 3.

Maßstab: 1 cm = 1 Gauß.

des unteren Gewichtes von Waage I an (Fall b); die innen mit einem Punkte versehenen Kreise bedeuten, daß an diesen Stellen einmal Fall a und später, nach Drehung des Instrumentes um 180° , Fall b eingetreten ist. Der Deutlichkeit

wegen ist in Fig. 1 der Maßstab des Magnetfeldes zehnmal so groß gewählt worden wie in den beiden anderen Figuren.

Bei diesem und bei allen anderen diesbezüglichen Versuchen zeigte sich, daß die Angaben der verwendeten Askania-Drehwaagen durch die verschiedenartigsten äußeren Magnetfelder in keiner meßbaren Weise beeinflußt wurden. Selbst Magnetfeldänderungen, die 60mal stärker waren als das Erdmagnetfeld, hatten bei den verwendeten Instrumenten keinen störenden Einfluß auf die Meßergebnisse. Die bisher erhaltenen Resultate über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium sind also nicht durch störende magnetische Kräfte beeinflußt.

Die Versuche wurden mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Askania-Werke im Physikalischen Institut der Universität Halle ausgeführt; allen drei Stellen sei für ihr freundliches Entgegenkommen bestens gedankt.

Literatur

- ¹⁾ T. Schlomka: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. *Zeitschr. f. Geophys.* 3, 397—400 (1927).
- ²⁾ R. Eötvös: Über geodätische Arbeiten in Ungarn, besonders über Beobachtungen mit der Drehwaage. Bericht an die 16. allgemeine Konferenz der internationalen Erdmessung, S. 6 und 7. Budapest 1909.
- ³⁾ H. Haalek: Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik, S. 84—87. Berlin 1929.
- ⁴⁾ M. Brillouin: Mémoire sur l'ellipticité du géoïde dans le tunnel du Simplon. (*Mémoires présentés à l'académie des Sciences; Sav. étrang.* XXXIII, Nr. 3.) S. 115—118 und 150. Paris 1908.

On the Determination of the Lunar Atmospheric Tide*)

By S. Chapman, Imperial College of Science and Technology, London

New methods are devised for eliminating the sharp diurnal variation, and a large part of the accidental variations, when determining the lunas atmospheric tide from hourly values of the barometric pressure. The theory of the method, and its practical application, are described.

1. The changes of barometric pressure at any station contain two parts periodic in the solar and lunar days respectively, and may also contain a part periodic in the year. The remainder is not periodic, but is mainly associated with variations of sunshine, cloudiness, and other weather conditions, and with the passage of cyclones and anticyclones.

*) For references the following may be consulted: S. Chapman and M. Hardman, *Mem. Roy. Meteor. Soc.* 2, Nr. 19, p. 153 (1928), and J. Bartels, *Veröff. d. Pr. Met. Inst.* Nr. 346, *Abh. Bd.* 8, Nr. 9, 1927.

Let the deviation of the pressure at any station, from its mean value over a long period, be denoted by p or $p(t)$, a function of the time t . This can be represented as the sum of four functions

$$p(t) = p_s(t) + p_l(t) + p_y(t) + p_a(t) \dots \dots \dots \quad (1)$$

respectively representing the solar diurnal variation, the lunar diurnal variation, the yearly variation, and the remaining “accidental” variation. The functions p_s and p_l vary with the season; p_s also varies with the weather, particularly its first harmonic component — the second harmonic is nearly constant throughout the year, and its seasonal variation is small; p_l varies also with the moon’s distance. These variations of p_s and p_l can be represented by combinations of terms periodic in intervals differing slightly from the mean solar or lunar day, but it is on the whole more convenient to treat them as variations of the amplitude and phase of a function of fixed period.

When the mean diurnal variation of p is determined at a particular season or epoch in the year, p_y produces a small non-cyclic term in the variation, different at different seasons. It is convenient to combine p_s and p_y into a single function p_s , represented, in a given calendar month, by the mean diurnal inequality including the non-cyclic variation due to p_y . This inequality will be supposed determined, for the given calendar month, from a number of years and not from one only. Thus

$$p_s = p_s + p_y, \quad p = p_s + p_a + p_l \dots \dots \dots \quad (2)$$

The variation p_s will be supposed constant throughout each calendar month, though differing slightly from one month to another. Actually p_s varies continuously throughout the year, but the slight change relative to the mean of the month will be ignored, or regarded as included in p_a .

The object of this paper is to discuss the best means of determining p_l from a series of hourly values of the barometric pressure.

2. The range of variation (R_s) of p_s is in general fifteen or more times as great as that (R_l) of p_l at the same station. Hence, and also because of the nearly equal lengths of the periods of p_s and p_l , it is imperative to eliminate p_s from the whole variation $p(t)$, when determining p_l . If all days over a sufficiently long period are used together, the hourly values of p being rearranged and summed according to lunar time, p_s is thereby averaged out; but this will not be so, in general, when only a limited selection of days in a given interval is considered, such as the days corresponding to a particular lunar distance, or the barometrically “quiet” days, that is, the days of small pressure range. In such cases p_s must be eliminated by some specific method, either before the re-tabulation of the original hourly data according to lunar time, or in some other way.

J. Bartels has shown that on quiet days p_s is not the same as on the average of all days; hence when groups of quiet days are dealt with, the p_s appropriate to such days should be used in the elimination.

3. Both p_s and p_l diminish, in general, with increasing latitude, whereas p_a , on the contrary, increases. On both accounts, p_l is most easily determined in low

latitudes, while above about 50° latitude it is difficult to disentangle p_l from p_s and p_a . The few existing determinations in such latitudes have been made by confining the computations to quiet days, of range about 0.1 inch (or 2.5 mm) of mercury.

A simple calculation indicates that though, on the average, for the "high" latitude stations considered hitherto, this excludes about two days out of every three, the remaining quiet days give a more reliable determination of p_l than is obtainable, by the methods hitherto used, from all days. For if \bar{p}_a is the average numerical value of p_a , the influence of p_a on the mean value of p at any particular solar or lunar hour, when observations at this hour, on n different days, are averaged, is given by \bar{p}_a/\sqrt{n} , when n is a large number. By using all days during a given period, instead of only the quiet days, n is increased three fold, and \bar{p}_a/\sqrt{n} is reduced in the ratio $1/\sqrt{3}$, but the \bar{p}_a for all days is more than $\sqrt{3}$ times its value for quiet days, so that the inclusion of the unquiet days, with all the additional labor which it involves, only decreases the accuracy of the determination of p_l .

4. These considerations also indicate that, in order to obtain equally good determinations of p_s and p_l , in which the accidental error bears an equal proportion, in each case, to the range R_s and R_l of p_s or p_l , $(R_s/R_l)^2$ times as many days must be used to determine p_l as are required for p_s ; since R_s/R_l is fifteen or more, $(R_s/R_l)^2$ is not less than 225. In latitude 50° or more, many days must be taken in order to determine p_s , and the number required to determine p_l would be enormous, and almost impracticable, if not reduced by confining the work to quiet days.

5. The object of this paper is to describe certain new processes of computation, which it is believed are improvements on the existing methods for the determination of p_l . One relates to the elimination of p_s , while the other is concerned with the elimination of the accidental variation p_a ; it is hoped that the second process will render unquiet days as useful for the determination of p_l as the quiet days were in the past determinations by the ordinary method.

6. The two processes will first be discussed in relation to a particular set of determinations of p_l on which the writer is engaged, but the principles involved can easily be applied to cases in which other modes of tabulation of the original hourly data are adopted.

The determinations referred to are for Honolulu, Kimberley, and several Canadian stations. In this work the published hourly data were used in a modified form, after a plan due to J. Bartels, which is very convenient in such computations as these; instead of using the hourly values themselves, the hour-to-hour differences Δ were tabulated on the computation sheets. The published hourly values were given to the nearest 0.01 inch, and Δ rarely exceeded ± 0.09 inch, and could therefore be represented by a single positive or negative digit, taking 0.01 inch as the unit.

These hour-to-hour differences were tabulated in rows of 25, indicating the hourly changes of p over a period of 25 hours, consisting of a complete solar day together with an hour of the next day; 25 hours were taken because this is approxi-

mately the duration of the lunar day. The series of differences, which may be denoted by $\Delta_0, \Delta_1, \dots, \Delta_{24}$, represented the differences for the solar hours $2^{\text{h}} - 1^{\text{h}}, 3^{\text{h}} - 2^{\text{h}}, \dots, 26^{\text{h}} - 25^{\text{h}}$.

The entries were checked by a method likewise due to J. Bartels. On each daily row the differences between the final and initial values of the pressure for three 8-hour intervals were noted, i. e., for the intervals $9^{\text{h}} - 1^{\text{h}}, 17^{\text{h}} - 9^{\text{h}}, 25^{\text{h}} - 17^{\text{h}}$; let these be denoted D, E, F . They should of course equal the sums of the three successive groups of eight Δ 's for the day, i. e.

$$D = \sum_{r=0}^7 \Delta_r, \quad E = \sum_{r=8}^{15} \Delta_r, \quad F = \sum_{r=16}^{23} \Delta_r \quad \dots \dots \dots \quad (3)$$

and this check was applied to the entries Δ_0 to Δ_{23} . The value of Δ_{24} was simply copied from the first entry (Δ_0) for the following day.

The Greenwich lunar transit time for the 25-hour day represented by each row of Δ 's was entered on the same row. In entering these times from the Nautical Almanac, the minutes were omitted, so that $1^{\text{h}} 18^{\text{m}}$ or $1^{\text{h}} 50^{\text{m}}$ would both be entered as 1. Thus the transit times 1^{h} , as entered on the sheets, would correspond to an average solar time $1\frac{1}{2}^{\text{h}}$, i. e., to the middle of the interval to which Δ_0 relates. The times, as entered, ranged*) from 1^{h} to 25^{h} .

Each daily row of 25 Δ 's was also classified according to the distance of the moon on that day; four groups were considered, denoted by the letters A, N, P, R ; the group A comprised days of apogee and the two days before and after; likewise the group P comprised the five days centred at each perigee. The groups N and R comprised the days between the A and P days, or the P and A days, when the moon was respectively nearing or receding from the earth.

The data for a single calendar month in one year were entered on each sheet.

7. "Vertical" sums of the Δ 's, that is, sums by columns, were formed on each sheet; if divided by the number of days (i. e. of rows) involved, these would give the mean values of $\Delta_0, \Delta_1, \dots, \Delta_{24}$ for the month. Such sums were combined from all the sheets for the same calendar month in several years; let the sequence of sums thus obtained be denoted by S_0, S_1, \dots, S_{24} , so that, if \mathfrak{N} is the total number of days involved, these divided by \mathfrak{N} give the mean values of $\Delta_0, \Delta_1, \dots, \Delta_{24}$, which represent (in the form of hour-to-hour differences) the mean solar diurnal variation p_s , including any non-cyclic variation due to p_y . Apart from accidental error, which should be much reduced in the mean Δ 's, S_0 and S_{24} should be equal. The mean non-cyclic variation, given by $(S_0 + \dots + S_{23})/\mathfrak{N}$, represents the variation in 24 hours, at the given season of the year, due to p_y .

*) These times $1\frac{1}{2}^{\text{h}}$ to $25\frac{1}{2}^{\text{h}}$ are those which occur within the interval $26^{\text{h}} - 1^{\text{h}}$ represented on the daily rows. If this interval had been taken as $25^{\text{h}} - 0^{\text{h}}$, the transit times entered would range from 0 to 24, really corresponding to $0\frac{1}{2}^{\text{h}}$ to $24\frac{1}{2}^{\text{h}}$; this would have been slightly preferable in connection with the mathematical notation used in the following discussion, though not in any sense affecting the results of the work.

The sums S_0 to S_{23} were checked by forming sums also of the D 's, E 's and F 's; let the sums be denoted by D_S , E_S , F_S . Clearly

$$D_S = \sum_{r=0}^7 S_r, \quad E_S = \sum_{r=8}^{15} S_r, \quad F_S = \sum_{r=16}^{23} S_r \quad \dots \quad (4)$$

For later use (cf. §§ 15—18) a further sequence of numbers S_r^c was formed, defined as follows:

$$\begin{aligned} r &= 0 \text{ to } r = 7 \text{ and } r = 24 & S_r^c &= S_r - \frac{1}{8} D_S \\ r &= 8 \text{ to } r = 15 & S_r^c &= S_r - \frac{1}{8} E_S \\ r &= 16 \text{ to } r = 23 & S_r^c &= S_r - \frac{1}{8} F_S \end{aligned} \quad \dots \quad (5)$$

These numbers were written down to the nearest unit, that is, fractions occurring in $\frac{1}{8}(D_S, E_S, F_S)$ were ignored.

8. Sloping sums of the Δ 's were made in such a way as to combine the Δ 's corresponding to a particular lunar hour, just as the sums S_r refer to a particular solar hour. Such sums were made not only for all the days in the same calendar month in several years, but also separately for the groups of days A , N , P , R . The sloping sums were made with the aid of templates sliding in a frame, so constructed and used as to indicate the Δ 's which refer to the same lunar hour; in different rows these occur in different columns. In the rows for days of transit time 1^h , as entered, the difference Δ_r refers to the hour centred at the lunar hour r ; in the rows for days of transit time n^h , Δ_r refers to the hour centred at the lunar hour $r - n + 1$. The sloping sums are equivalent to vertical sums on a sheet containing the daily rows of Δ 's written in the same cyclic order as on the original sheets, but beginning with the entry Δ_{n-1} for days of transit time n^h ; this implies a transposition of the first $n - 1$ entries, on the rows for such days, to the end of the sequence.

The combined sloping sum, for the days of a particular group (say group A) for the same calendar month in several years, may be called a lunar sum. Let the sequence of sums be denoted by L_r^A . ($r = 0$ to $r = 24$), the A (or N , P , R) indicating the group of days concerned; they are sums of hour-to-hour differences for hours centred at the lunar times $0^h, 1^h, \dots, 24^h$.

Let the number of days of transit time n^h involved in such a sum associated with group A be denoted by N_{n-1}^A , and let \mathfrak{N}^A be the total number of days involved, given by

$$\mathfrak{N}^A = N_0^A + \dots + N_{24}^A \quad \dots \quad (6)$$

Clearly (cf. § 7)

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}^P + \mathfrak{N}^N + \mathfrak{N}^A + \mathfrak{N}^R \quad \dots \quad (7)$$

The lunar sums for the groups A , N , P , R were checked by comparing their combined sum with the lunar sum for the whole series of days.

9. In connection with the process for eliminating part of the influence of p_a on the determination of p_l , in a manner to be described later (§§ 15—18), the

following further tabulation was made relative to the \mathfrak{N} days referred to in §§ 7, 8.

The numbers D , E and F entered in each daily row (§ 6), together with a further number, denoted by G , which was simply the D for the following day, were recopied on a sheet which had 100 columns, divided into 25 sets of four; each set was headed by one of the numbers 1 to 25, and in each set the four columns were headed D , E , F , G . The numbers D , E , F , G for the days of transit time n^h were entered in the set of columns headed n^h ; inks of four different colours were used in the tabulations on this sheet, each colour distinguishing the days belonging to one of the groups A , N , P , R . The numbers in each colour in each column were then summed; let the four sums in the column D of the set headed n^h be denoted by D_{n-1}^A , D_{n-1}^N , D_{n-1}^P , D_{n-1}^R , and the total sum by D_{n-1} , i. e.,

$$D_{n-1} = D_{n-1}^A + D_{n-1}^N + D_{n-1}^P + D_{n-1}^R; \dots \dots \dots \quad (8)$$

similarly for the columns headed E , F , G .

The sequences D_r , E_r , F_r , were rewritten in three successive rows (1, 2, 3) of 25 columns, 0 to 24, the sequences being shifted backwards through 4, 12 and 20 places respectively, i. e., transposed so as to begin with D_3 , E_{11} and F_{19} . The sums by columns were formed, in row 4; they may be denoted by H_r . In a further row (5) the sum of the numbers in columns r , $r+1$ of row 4 was entered in each column r , i. e., the sums $H_r + H_{r+1}$. This sequence of numbers was then multiplied by $k \equiv \sin 8\varphi / \sin 2\varphi$, where $\varphi = 2\pi/25 = 14.4^\circ$; thus $k = 0.9048/0.4818 = 1.878$; this new sequence was entered in row 6. In row 7 the sequence G_r , shifted one place forward, so as to read G_{24} , G_0 , ..., G_{23} (i. e. G_{r-1}) was written. The sum of the numbers in each column of rows 6 and 7 was written in row 8; let this sequence be denoted by J_0 , J_1 , ..., J_{24} .

Similar sequences J_r^A , J_r^N , J_r^P , J_r^R were formed for the groups of days A , N , P , R . Evidently, for each value of r ,

$$J_r = J_r^A + J_r^N + J_r^P + J_r^R. \dots \dots \dots \quad (9)$$

The formation and use of these sequences for the partial elimination of the influence of p_a on the determination of p_l constitutes the main point of this paper.

10. The sequences L_r , S_r^c , J_r , N_r , for the various groups of days A , N , P , R , and for these groups combined, were analyzed to determine the second harmonic component. Only this component was calculated, because previous investigations have shown that there is no appreciable component of frequency other than 2 in the lunar day; tidal theory indicates that there must be a diurnal component depending on the moon's declination, but it is so small as to have escaped detection as yet; it may in time be determined, from a large amount of material at a suitable station, perhaps with the aid of the refinements of computation here introduced. The present discussion will refer only to the second component, but the same principles can be applied to the determination of any other harmonic.

The sequences analyzed, such as L_r , will be regarded as sequences of values of functions $f(\theta)$, with the period 2π , for the values $\theta = r\varphi$, where $\varphi = 2\pi/25 = 14.4^\circ$. Let the component of frequency σ be denoted (for L_r) by

$$L_{(\sigma)} \sin (\sigma\theta + l_\sigma) \dots \quad (10)$$

with a similar notation for other sequences. Then by the theory of harmonic analysis, $L_{(\sigma)}$ and l_σ may be derived from the formulae

$$L_{(\sigma)} \exp (il_\sigma) = \frac{2i}{25} \sum_{r=0}^{24} L_r \exp (-ir\sigma\varphi) \dots \quad (11)$$

or

$$L_{(\sigma)} \exp (-il_\sigma) = -\frac{2i}{25} \sum_{r=0}^{24} L_r \exp (ir\sigma\varphi) \dots \quad (12)$$

by separating the real and imaginary parts; thus

$$\left. \begin{aligned} L_{(\sigma)} \cos l_\sigma &= \frac{2}{25} \sum_{r=0}^{24} L_r \sin r\sigma\varphi \\ L_{(\sigma)} \sin l_\sigma &= \frac{2}{25} \sum_{r=0}^{24} L_r \cos r\sigma\varphi \end{aligned} \right\} \dots \quad (13)$$

Since we are here mainly concerned with the case $\sigma = 2$, the suffix σ may be omitted except when it is not 2. Moreover, in the further formulae of this paper involving summations with respect to r , the limits will be indicated only when they are not from 0 to 24; when no limits are indicated, it is to be understood that the summation is over the whole range (0 to 24) of r .

It is convenient to write

$$L_A = L \cos l, \quad L_B = L \sin l. \dots \quad (14)$$

so that

$$L \sin (2\theta + l) = L_A \sin 2\theta + L_B \cos 2\theta \dots \quad (15)$$

similarly for the other sequences analyzed.

In connection with a given set of data (referring to a particular month or seasonal set of months), the sequences to be analyzed for the second component are S_r^c and five sets of sequences L_r, J_r, N_r , for the groups A, N, P, R and the whole set of days: in all, this is $1 + 5 \cdot 3$ or 16. The analysis leads to the harmonic constants $S^c, s^c; L, l; J, j; N, n$; the last six appear five times, with the upper affix A, N, P or R , or with no upper affix.

11. The lunar sums L_r would represent p_l if p_s and p_a were fully averaged out, but in general this is not the case, and p_s and p_a have to be eliminated from the lunar sums by specially devised means.

It may be questioned whether p_s should be eliminated from the data month by month, using for each month the p_s derived from that month, or whether the mean p_s from the same calendar month in a series of years should be used for all those

months. The choice is perhaps not of great importance, since only a small fraction of p_s is likely to remain in any lunar sum. The second method is here used, and is perhaps preferable because p_s as determined from one month only may be appreciably in error owing to p_a , which is much more completely eliminated when p_s is determined from several months: the reason might not be a valid one if p_s were really different, in the same calendar month, in different years, but this is not the case to any great extent, at least as regards its second component, with which we are principally concerned.

In many previous investigations, by the writer and others, p_s has been removed at the outset by subtracting the monthly mean value at each solar hour from the values for that hour on each day, the differences being the basis of the subsequent work. The mean hourly values thus subtracted may be derived from a single month, or may be the means from the same calendar month in a series of years: the former has generally been the plan adopted.

When J. Bartels' method of using hour-to-hour differences as the basis of the subsequent computations is adopted, as here, p_s is not removed at the outset, and must be eliminated at a later stage.

One method of doing this in connection with the lunar sum for each set of days, e. g., for the total set of \mathfrak{N} days referred to in § 7, is to form an auxiliary sheet on which, in 25 rows, the sequences of hour-to-hour differences representing $N_0 p_s, N_1 p_s, \dots, N_{24} p_s$ are entered, the sequence in the n^{th} row being transposed so as to begin with its n^{th} term. Thus the sequence in the n^{th} row will be

$$(N_{n-1}/\mathfrak{N}) \{S_n, S_{n+1}, \dots, S_{24}, S_0, \dots, S_{n-1}\}. \dots \quad (16)$$

Sums by columns then give the amounts by which p_s affects the lunar sums. The difference between the lunar sequence and this sequence will represent p_t freed from p_s , but usually containing a residue of p_a .

This method has been used by J. Bartels, and the same plan in principle had been followed by the writer in some previous investigations, in which the original hourly values of p , without removal of p_s , were taken as the basis of computation.

12. The elimination of p_s , so far as it affects the second harmonic in the lunar sums, can be achieved more simply in the following way.

The second harmonic in the sequence of sums at the foot of the auxiliary sheet is the sum of the second harmonics in each of the 25 rows. In the first row this harmonic is $(N_0/\mathfrak{N})S \sin(2\theta + s)$, in the notation of § 10; in row r , owing to the transposition of the first $r - 1$ terms after the remaining terms, the harmonic is $(N_r/\mathfrak{N})S \sin(2\theta + s + 2r\varphi)$. Thus the second harmonic in the total is

$$\left. \begin{aligned} & (S/\mathfrak{N}) \sum N_r \sin(2\theta + s + 2r\varphi) \\ & = (S/\mathfrak{N}) \{ \sin(2\theta + s) \sum N_r \cos 2r\varphi + \cos(2\theta + s) \sum N_r \sin 2r\varphi \} \\ & = \frac{25}{2} (S/\mathfrak{N}) \{ N \sin n \sin(2\theta + s) + N \cos n \cos(2\theta + s) \} \\ & = \frac{25}{2} (S/\mathfrak{N}) \cos(2\theta + s - n) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

by (18).

Thus the part of the second harmonic in L which is due to p_S can be determined in simple terms by analyzing the sequence N_r , once the sequence S_r (which is the same for the four groups of days A, N, P, R and the whole set) has been analyzed.

This is substantially the method here adopted for the removal of p_S , but instead of dealing with the sequence S_r , the modified sequence S_r^c (§ 7) is considered; this is only a part of p_S , and this part affects the second harmonic term of the lunar sequence L_r by the amount

$$\left. \begin{aligned} & \frac{25}{2} \frac{S^c N}{\mathfrak{N}} \cos(2\theta + s^c - n) \\ & = \frac{25}{2} \frac{S^c N}{\mathfrak{N}} \{ \sin(n - s^c) \sin 2\theta + \cos(n - s^c) \cos 2\theta \} \\ & \equiv S_A^c \sin 2\theta + S_B^c \cos 2\theta \end{aligned} \right\} \dots \quad (18)$$

where the equation gives the definition of the numbers S_A^c, S_B^c ; similarly (with the superfix A, N, P or R attached to \mathfrak{N}, N and n) for the lunar sums L_r^A, \dots, L_r^R .

The reason for this modification is bound up with the method here introduced to eliminate a large part of the accidental variation p_a . This will be described in §§ 15—18.

18. Imagine that chords of the graph of $p(t)$ are drawn joining successive points at $1^h, 9^h$ and 17^h on each solar day. These chords form a rectilinear graph which defines a function $p^-(t)$ — the “rectilinear” part of the barometer variation, in 8-hour intervals. Let

$$p^c(t) = p(t) - p^-(t) \dots \dots \dots \dots \dots \quad (19)$$

so that $p^c(t)$ is the function — the “curved” part of the barometric variation, in 8-hour intervals — which is left over if $p^-(t)$ be subtracted from $p(t)$.

The graphs of the component functions of $p(t)$, that is, of $p_S(t), p_l(t), p_a(t)$ may be similarly analyzed into “rectilinear” and “curved” parts, p_S^-, p_l^-, p_a^- and p_S^c, p_l^c, p_a^c , relating to the same 8-hour intervals. Evidently

$$p^-(t) = p_S^-(t) + p_l^-(t) + p_a^-(t) \dots \dots \dots \dots \dots \quad (20)$$

$$p^c(t) = p_S^c(t) + p_l^c(t) + p_a^c(t) \dots \dots \dots \dots \dots \quad (21)$$

The hour-to-hour differences associated with the function $p^-(t)$, when written out in a sequence of 25 terms as for $p(t)$, are evidently (cf. § 6) equal to

$$\frac{1}{8} D \text{ (eight times)}, \frac{1}{8} E \text{ (eight times)}, \frac{1}{8} F \text{ (eight times)}, \frac{1}{8} G. \dots \quad (22)$$

For the mean $p_S(t)$, from the \mathfrak{N} days of a set of data (cf. § 7) they are $1/(8 \mathfrak{N})$ multiplied by D_S, E_S, F_S (each eight times in succession) and G_S , while for $p_S^c(t)$ they are S_r^c/\mathfrak{N} . Thus the expression (18) represents the part of the second harmonic in the sequence L_r due to the component function $p_S^c(t)$.

14. Of the functions $p, p^-, p^c; p_S, p_S^-, p_S^c; p_l, p_l^-, p_l^c; p_a, p_a^-, p_a^c$, the first three are directly known from the observations, while the vertical sums (§ 7) determine p_S ,

and therefore also p_S^- , p_S^c , at least within limits of accidental error which are small compared with p_S itself. The last six functions are not known, but the relation between p_l , p_l^- and p_l^c can be determined owing to the known (purely lunar semidiurnal) character of this variation.

Suppose that

$$p_l = C \sin (2\theta + c) \quad \dots \dots \dots \quad (23)$$

where θ denotes lunar time, measured from lunar transit, and reckoned in angle at the rate 2π per lunar day; C and c , which depend on the lunar distance, may be considered constant in each group of days A , N , P , R , with values indicated by C^A , c^A , ..., while C , c refer to the mean values. Then to the term L_r of the lunar sum, derived from \mathfrak{N} days, p_l contributes the amount

$$\left. \begin{aligned} & \Re C [\sin \{(2r+1)\varphi + c\} - \sin \{(2r-1)\varphi + c\}] \\ &= 2\Re C \sin \varphi \cos (2r\varphi + c) \end{aligned} \right\} \dots \dots \quad (24)$$

being \mathfrak{N} times the difference between p_l at the lunar hours $r + \frac{1}{2}$ and $r - \frac{1}{2}$, at which 2θ has the values $(2r+1)\varphi$ and $(2r-1)\varphi$: thus the true lunar (semidiurnal) component of the sequence L_r is

$$\left. \begin{aligned} & 2\Re C \sin \varphi \cos (2\theta + c) \\ &= 2\Re C \sin \varphi \sin (2\theta + c + \frac{1}{2}\pi) \\ &= C' \sin (2\theta + c') \end{aligned} \right\} \dots \dots \quad (25)$$

where

$$C' = 2\Re C \sin \varphi, \quad c' = c + \frac{1}{2}\pi \quad \dots \dots \quad (26)$$

It will be shown in § 19 that the separate contributions of p^- and p^c to L_r are, very approximately, respectively

$$\left. \begin{aligned} & 0.1959 C' \sin (2\theta + c' + 5.235^\circ) \\ & 0.8052 C' \sin (2\theta + c' - 1.27^\circ) \end{aligned} \right\} \dots \dots \quad (27)$$

In latitudes 50° or over, p_a is responsible for most of the variation p , and it has a range of three inches or more. Its changes are usually gradual, the rate often not varying much within eight hours. Consequently the rectilinear part of p_a is nearly equal to p_a itself, while the curved residue, p_a^c , is much smaller. The new method here introduced is to eliminate p_a^- , leaving only the smaller part of p_a , that is, p^c , to be eliminated by the averaging resulting from the combination of many days' data. Though the method is most useful for stations in moderate or high latitudes, it may be employed with advantage also for stations in low latitudes.

15. Since p_l is unknown, the distinction between p_l and p_a cannot be made except *a posteriori*; the following is the plan adopted for the removal of p_a^- .

The lunar sums L_r are made up of contributions from the six parts of p , namely,

$$p_S^-, p_l^-, p_a^-, p_S^c, p_l^c, p_a^c \quad \dots \dots \quad (28)$$

The contributions made by the first three parts (which together equal p^-), and also the contribution by the fourth part, p_S^c , are removed, leaving, as the residue, only the contributions made by p_l^c and p_a^c ; it is assumed that the latter is rendered inappreciable by averaging, so that the residue of the lunar sums is composed solely of p_l^c . Owing to the known relation (cf. 25, 28) between p_l^c and p_l , the latter can be inferred from the former.

The removal of the contributions made by p_S^c , p_l^c , p_a^c , that is, by p^- , is made in a single stage, for convenience; the process is described in §§ 16—18. The inclusion of a part of p_l itself, namely p_l^- , in this elimination, is inevitable because it is at this stage impossible to separate p_l^- and p_a^- ; but the fraction of p_l removed is only small, as is shown by comparison of (25) and (27).

It is unnecessary to remove the whole of the contributions made to L_r by p^- and p_S^c , as we are only interested in the second harmonic component of the lunar sums. Hence the analysis is confined to the removal of the second harmonic in the contributions of p^- and p_S^c . The second harmonic in the contribution by p_S^c has already been found, namely (18).

16. The contribution by p^- to the lunar sums L_r consists of the sum of the contributions from each of the daily rows involved. These appear on the computation sheets as the sequence of hour-to-hour differences (22), i. e.,

$$\frac{1}{8}D \text{ (eight times)}, \frac{1}{8}E \text{ (eight times)}, \frac{1}{8}F \text{ (eight times)}, \frac{1}{8}G.$$

But in the lunar sums this sequence is transposed (§ 8), so that if the day is of transit time n^h , the n^{th} term comes first. The combined contribution from the days of the same transit time n^h can be considered as a whole, and is represented by the sequence

$$\frac{1}{8}D_{n-1} \text{ (eight times)}, \frac{1}{8}E_{n-1} \text{ (eight times)}, \frac{1}{8}F_{n-1} \text{ (eight times)}, \frac{1}{8}G_{n-1} \quad (29)$$

(where D_{n-1} , ... are as defined in § 9), transposed as stated.

17. Consider the second harmonic component of a sequence of the form

$$D \text{ (eight times)}, E \text{ (eight times)}, F \text{ (eight times)}, G \dots \dots \dots \quad (30)$$

such as (29). Let it be denoted by $A \sin(2\theta + a)$. Then, by § 10,

$$\begin{aligned} Ae^{ia} &= \frac{2i}{25} \left\{ D \sum_{r=0}^7 e^{-2ir\varphi} + E \sum_{r=8}^{15} e^{-2ir\varphi} + F \sum_{r=16}^{23} e^{-2ir\varphi} + Ge^{-48i\varphi} \right\} \\ &= \frac{2i}{25} \left\{ (D + Ee^{-16i\varphi} + Fe^{-32i\varphi}) \sum_{r=0}^7 e^{-2ir\varphi} + Ge^{2i\varphi} \right\} \end{aligned} \quad (30)$$

since $50\varphi = 4\pi$.

Now

$$\sum_{r=0}^7 e^{-2ir\varphi} = \frac{1 - e^{-16i\varphi}}{1 - e^{-2i\varphi}} = \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} e^{-7i\varphi} \dots \dots \dots \quad (31)$$

as appears on putting $\alpha = -\varphi$, $\alpha = -8\varphi$ in

$$1 - e^{2i\alpha} = -2ie^{i\alpha} \sin \alpha \quad \dots \dots \dots \dots \quad (32)$$

Hence

$$Ae^{i\alpha} = \frac{2i}{25} \left\{ \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} (D e^{-7i\varphi} + E e^{-23i\varphi} + F e^{-39i\varphi}) + G e^{2i\varphi} \right\}. \quad (33)$$

If the sequence (30) is transposed so as to begin with the n^{th} term, the second harmonic component is changed to $A \sin \{2\theta + a + 2(n-1)\varphi\}$, or $A \sin(2\theta + a_{n-1})$, where

$$a_{n-1} = a + 2(n-1)\varphi \quad \dots \dots \dots \dots \quad (34)$$

and therefore, by (33),

$$\begin{aligned} Ae^{ia_{n-1}} &= Ae^{i(a+2(n-1))\varphi} = \frac{2i}{25} \left\{ \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} e^{2(n-1)i\varphi} \right. \\ &\quad \left. + (D e^{-7i\varphi} + E e^{-23i\varphi} + F e^{-39i\varphi}) + G e^{2n i\varphi} \right\} \end{aligned} \quad (35)$$

18. Let the contribution made by p^- to the second harmonic of the lunar sums, through the days of transit time n^{th} , be denoted by $A_n \sin(2\theta + a_n)$. It is obtained (cf. 26) by substituting the values $\frac{1}{8}D_{n-1}, \frac{1}{8}E_{n-1}, \frac{1}{8}F_{n-1}, \frac{1}{8}G_{n-1}$, for D, E, F, G in (35). The whole contribution, which will be denoted by

$$\prod \sin(2\theta + \bar{\omega}) \quad \dots \dots \dots \dots \quad (36)$$

is obtained by summing the resulting expression for the values of n from 1 to 25, or of $r = n-1$ from 0 to 24. Hence

$$\prod \sin(2\theta + \bar{\omega}) = \sum_{n=0}^{24} A_n \sin(2\theta + a_n) \quad \dots \dots \dots \quad (37)$$

whence it follows that

$$\begin{aligned} \prod e^{i\bar{\omega}} &= \sum A_r e^{ia_r} \\ &= \frac{1}{8} \frac{2i}{25} \left\{ \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} \sum e^{2r i\varphi} (D_r e^{-7i\varphi} + E_r e^{-23i\varphi} + F_r e^{-39i\varphi}) \right. \\ &\quad \left. + \sum G_r e^{(3r+2)i\varphi} \right\} \\ &= \frac{i}{100} \left\{ \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} e^{-i\varphi} \sum (D_{r+3} + E_{r+11} + F_{r+19}) e^{2ir\varphi} \right. \\ &\quad \left. + \sum G_{r-1} e^{2ir\varphi} \right\} \\ &= \frac{i}{100} \left\{ \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} e^{-i\varphi} \sum H_r e^{2ir\varphi} + \sum G_{r-1} e^{2ir\varphi} \right\} \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (38)$$

where

$$H_r = D_{r+3} + E_{r+11} + F_{r+19} \quad \dots \dots \dots \dots \quad (39)$$

These are the numbers H_n already defined in § 9. The sequences D, E, F are here regarded as periodic, so that an increase or decrease of the suffix by 25 leaves any term unchanged.

Since

$$1 + e^{-2i\varphi} = 2 \cos \varphi e^{-i\varphi} \quad \dots \dots \dots \quad (40)$$

it follows that

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} e^{-i\varphi} \sum H_r e^{2r i\varphi} &= \frac{\sin 8\varphi}{\sin 2\varphi} \sum H_r (1 + e^{-2i\varphi}) e^{2r i\varphi} \\ &= \frac{\sin 8\varphi}{\sin 2\varphi} \sum (H_r + H_{r+1}) e^{2r i\varphi} \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Hence, remembering the definition of J_r in § 9, it appears that

$$\prod e^{i\bar{\omega}} = \frac{i}{100} \sum J_r e^{2r i\varphi} \quad \dots \dots \dots \quad (42)$$

But by analogy with (12) it follows that, denoting the second harmonic of the sequence J_r by $J \sin(2\theta + j)$

$$J e^{-ij} = -\frac{2i}{25} \sum J_r e^{2r i\varphi} \quad \dots \dots \dots \quad (43)$$

Hence

$$\prod e^{i\bar{\omega}} = -\frac{1}{8} J e^{-ij} \quad \dots \dots \dots \quad (44)$$

so that

$$\prod_A = \prod \cos \bar{\omega} = -\frac{1}{8} J \cos j = -\frac{1}{8} J_A \quad \dots \dots \dots \quad (45)$$

$$\prod_B = \prod \sin \bar{\omega} = \frac{1}{8} J \sin j = \frac{1}{8} J_B \quad \dots \dots \dots \quad (46)$$

in accordance with the notation (14).

Thus the analysis of the sequence J_r of § 9 suffices to indicate the second harmonic of the contribution made by p^- to L_r .

19. It remains to determine the contribution made by p_l^- to the second harmonic component of L_r ; this contribution has been eliminated in p^- , and this undesired elimination must be allowed for.

On the monthly sheets of hour-to-hour differences Δ the value Δ_r , on a day of transit time n^h , corresponds (§ 8) to an interval centred at the lunar hour $r - n + 1 (\pm 25)$. The part of this Δ_r which is due to p_l^- is (§ 14)

$$\left. \begin{aligned} C \sin [\{2(r - n + 1) + 1\} \varphi + c] - C \sin [\{2(r - n + 1) - 1\} \varphi + c] \\ = 2 C \sin \varphi \cos \{2(r - n + 1)\varphi + c\} \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

which is the real part of

$$2 C \sin \varphi \exp i \{2(r - n + 1)\varphi + c\} \quad \dots \dots \dots \quad (48)$$

Magnitudes D_l, E_l, F_l, G_l analogous, with respect to p_l , to D, E, F, G with respect to p (§ 6) may be obtained as follows. For D_l the value is the real part of

$$\left. \begin{aligned} & 2C \sin \varphi \sum_{r=0}^7 \exp i \{2(r-n+1)\varphi + c\} \\ & = 2C \sin \varphi \exp i \{-2(n-1)\varphi + c\} \sum_{r=0}^7 \exp 2ir\varphi \end{aligned} \right\} \dots \quad (49)$$

By using (31), with the sign of φ changed, (49) becomes

$$2C \sin 8\varphi \exp i \{-(2n-9)\varphi + c\} \dots \quad (50)$$

so that

$$D_l = 2C \sin 8\varphi \cos \{(2n-9)\varphi - c\} \dots \quad (51)$$

Similarly

$$E_l = 2C \sin 8\varphi \cos \{(2n-25)\varphi - c\} \dots \quad (52)$$

$$F_l = 2C \sin 8\varphi \cos \{(2n-41)\varphi - c\}; \dots \quad (53)$$

all these equations refer to days of transit time n^h .

The quantity G_l is the D_l for the next day, which is obtained from (51) by changing n to $n+1$, i. e.,

$$G_l = 2C \sin 8\varphi \cos \{(2n-7)\varphi - c\} \dots \quad (54)$$

since the time of lunar transit is one hour later each day, according to our treatment of the lunar day as being of duration 25 solar hours. Actually it is $24^h 50^m$, so that in one out of about six days the next day's transit time (as entered) is the same as for the day itself. The error caused in our work by ignoring the difference between 25^h and the length of the lunar day will be considered in § 24.

Let the second harmonic in the sequence $\frac{1}{8}D_l$ (eight times), $\frac{1}{8}E_l$ (eight times), $\frac{1}{8}F_l$ (eight times), $\frac{1}{8}G_l$, for a day of transit time n , be denoted by $K_{n-1} \sin(2\theta + k_{n-1})$. Then, substituting $\frac{1}{8}D_l, \dots, \frac{1}{8}G_l$ for D, \dots, G in (33), we have

$$\left. \begin{aligned} K_{n-1} \exp i k_{n-1} &= \frac{iC \sin 8\varphi}{50} \left[\frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} \{e^{-7i\varphi} \cos(\overline{2n-9}\varphi - c) \right. \\ &+ e^{-23i\varphi} \cos(\overline{2n-25}\varphi - c) + e^{-39i\varphi} \cos(\overline{2n-41}\varphi - c) \} \\ &\left. + e^{2i\varphi} \cos(\overline{2n-7}\varphi - c) \right] \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

In L_r this second harmonic appears as $K_{n-1} \sin \{2\theta + k_{n-1} + 2(n-1)\varphi\}$, owing to the transposition of the first $n-1$ terms of the sequence for the days of transit time n^h ; moreover it occurs N_{n-1} times, this being the number of such days. If the second harmonic of the whole contribution of p_l^- to L_r be denoted by $K \sin(2\theta + k)$, we have

$$K \sin(2\theta + k) = \sum N_r K_r \sin(2\theta + k_r + 2r\varphi) \dots \quad (56)$$

so that

$$\left. \begin{aligned} K e^{ik} &= \frac{i C \sin 8\varphi}{50} \sum N_r \left[\frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} \left\{ e^{i(3r-7)\varphi} \cos(\overline{2r-7}\varphi - c) \right. \right. \\ &\quad + e^{i(3r-25)\varphi} \cos(\overline{2r-23}\varphi - c) \\ &\quad \left. \left. + e^{i(2r-39)\varphi} \cos(\overline{2r-39}\varphi - c) \right\} + e^{i(2r+2)\varphi} \cos(\overline{2r-5}\varphi - c) \right] \\ &= \frac{i C \sin 8\varphi}{50} \sum \left[\frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} (N_{r+3} + N_{r+11} + N_{r+19}) \right. \\ &\quad \left. + N_{r+2} e^{7i\varphi} \right] e^{i(3r-1)\varphi} \cos(\overline{2r-1}\varphi - c) \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

By using (40) with the sign of φ changed, (57) may be rewritten as

$$\left. \begin{aligned} (K/C) e^{i(k-c)} &= \frac{i \sin 8\varphi}{100} \sum \left[\frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} (N_{r+3} + N_{r+11} + N_{r+19}) \right. \\ &\quad \left. + N_{r+2} e^{7i\varphi} \right] \left\{ 1 + e^{2i((2r-1)\varphi - c)} \right\} = \frac{i \mathfrak{N} \sin 8\varphi}{100} \left(3 \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} + e^{7i\varphi} \right) \\ &+ \frac{i \sin 8\varphi}{100} e^{-2i(\varphi + c)} \sum \left[\frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} (N_{r+3} + N_{r+11} + N_{r+19}) \right. \\ &\quad \left. + N_{r+2} e^{7i\varphi} \right] e^{4r+i\varphi} \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Let the fourth harmonic component of the sequence N_r be denoted [by analogy with (10)] by

$$\frac{1}{25} \mathfrak{N} N_{(4)} \sin(2\theta + n_4); \dots \dots \dots \quad (59)$$

$N_{(4)}$ is likely to be a very small fraction. Then, by (12),

$$\mathfrak{N} N_{(4)} e^{-in_4} = -2i \sum N_r e^{4r+i\varphi} \quad \dots \dots \dots \quad (60)$$

so that

$$\sum N_{r+m} e^{4r+i\varphi} = \frac{i}{2} \mathfrak{N} N_{(4)} e^{-in_4 - 4m i\varphi} \quad \dots \dots \dots \quad (61)$$

Hence (58) may be written

$$\left. \begin{aligned} (K/2 \mathfrak{N} C \sin \varphi) e^{i(k-c)} &= \frac{i \sin 8\varphi}{200 \sin \varphi} \left(3 \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} + e^{7i\varphi} \right) \\ &- \frac{1}{400} \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} N_{(4)} e^{-in_4 - 2i(\varphi + c)} \left[\frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} (e^{-12i\varphi} + e^{-44i\varphi} + e^{-76i\varphi}) \right. \\ &\quad \left. + e^{-i\varphi} \right] = \frac{i \sin 8\varphi}{200 \sin \varphi} \left(3 \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} + e^{7i\varphi} \right) \\ &- \frac{1}{400} N_{(4)} \frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} \exp\{-i(n_4 + 2c - 4\varphi)\} \left[\frac{\sin 8\varphi}{\sin \varphi} (1 + 2 \cos 7\varphi) + e^{-7i\varphi} \right] \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

By means of a few numerical calculations this can be reduced to the form

$$\left. \begin{aligned} (K e^{ik}) / (2 \mathfrak{N} C i \sin \varphi e^{ic}) &= 0.1959 \exp i\chi \\ &+ 0.0210 N_{(4)} \exp\{-i(n_4 + 2c - \lambda)\} \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

where

$$\chi = 5.235^{\circ}, \lambda = 122.41^{\circ} \dots \dots \dots \quad (64)$$

Usually $N_{(4)}$, which is the ratio of the semi-amplitude of the fourth harmonic in the sequence N_r , to the mean N_r , will be a small fraction, less than 0.1; if the N_r 's are all equal, $N_{(4)}$ is, of course, zero; its value is easily determined in any actual case. If it does not exceed 0.1, the term containing it may be neglected, as being only 1 per cent or less of the whole expression (63), and affecting the final determination of p_l by not more than $\frac{1}{6}$ per cent. If, however, in any particular instance, $N_{(4)}$ exceeds 0.1, a correction to the final value of p_l can readily be made on this account. Hence in place of (63) we may use the approximate form

$$(Ke^{ik})/(3\mathfrak{N}Ci \sin \varphi e^{ic}) = 0.1959 e^{i\chi} \dots \dots \dots \quad (65)$$

By (25), p_l contributes to the lunar sum L_r the second harmonic $2\mathfrak{N}C \sin \varphi \sin(2\theta + c + \frac{1}{2}\pi)$, of which the amplitude and phase may be represented by $2\mathfrak{N}C \sin \varphi e^{i(c+1/2\pi)}$ or $2\mathfrak{N}Ci \sin \varphi e^{ic}$, just as Ke^{ik} represents the amplitude and phase of $K \sin(2\theta + k)$, the contribution of p_l^- to L_r . The equation (65), neglecting the term in $N_{(4)}$, may be interpreted as indicating that the second harmonics in L_r due to p_l^- and to p_l have amplitudes which are in the ratio 0.1959, while in phase the former is 5.235° in advance of the latter. Thus the process used to eliminate p_s from the lunar sums also removes one-fifth of p_l ; this fraction is too small to outweigh the great advantage gained in the reduced accidental error in the determination of p_l .

The second harmonic component of p_l , due to p_l^c , which remains in the lunar sums after p^- and p_s^c have been eliminated, is clearly (if we neglect $N_{(4)}$)

$$\left. \begin{aligned} C'(\sin(2\theta + c') - 0.1959 \sin(2\theta + c' + 5.235^{\circ})) \\ = 0.8052 C' \sin(2\theta + c' - 1.27^{\circ}) \end{aligned} \right\} \dots \dots \quad (66)$$

20. The complete calculation of p_l or $C \sin(2\theta + c)$ can now be summarized, with respect to the complete lunar sum L_r for a given calendar month or season; the procedure for the sum derived from any other group, such as the A , N , P , R groups, is of course precisely similar.

Associated with the sequence L_r there are the sequences N_r , the number of days of each transit time involved in it: S_r^c , representing p_s^c (§ 7); and J_r , formed as described in § 9. The second harmonic in each of these four sequences is to be formed and expressed as in (10) and (15), i. e., by the numbers

$$L, l; N, n; S^c, s^c; J, j \dots \dots \dots \quad (67)$$

$$L_A, L_B; N_A, N_B; S_A^c, S_B^c; J_A, J_B \dots \dots \dots \quad (68)$$

The part of $L \sin(2\theta + l)$ due to p_s^c is given by (18); the numbers

$$S_A^c = \frac{25}{2} \frac{S^c N}{\mathfrak{N}} \sin(n - s^c), S_B^c = \frac{25}{2} \frac{S^c N}{\mathfrak{N}} \cos(n - s^c) \dots \dots \quad (69)$$

can be calculated, since $\mathfrak{N} = \sum N_r$.

The part of $L \sin(2\theta + l)$ due to p^- is given by (36), being

$$-\frac{1}{8}J_A \sin 2\theta + \frac{1}{8}J_B \cos 2\theta \dots \dots \dots \quad (70)$$

The residue of $L \sin(2\theta + i)$ is therefore

$$(L_A - S_A^C + \frac{1}{8}J_A) \sin 2\theta + (L_B - S_B^C - \frac{1}{8}J_B) \cos 2\theta \dots \quad (71)$$

Let this be expressed as

$$Q \sin(2\theta + q) \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (72)$$

so that

$$Q \cos q = L_A - S_A^C + \frac{1}{8} J_A, \quad Q \sin q = L_B - S_B^C - \frac{1}{8} J_B \quad \dots \quad (73)$$

Then (72) represents $p_t^c + p_a^c$, and, apart from any residue of the latter which is not averaged out, we have, by comparison of (72) with (66),

$$Q = 0.8052 C', \quad q = c' - 1.27^{\circ} \dots \dots \dots \dots \quad (74)$$

Hence, by (26),

$$C = C' / (2 \mathfrak{N} \sin \varphi) = Q / (1.6104 \mathfrak{N} \sin \varphi) \dots \dots \dots \quad (75)$$

$$c = c' - \frac{1}{2}\pi = q - 88.73^\circ \quad \dots \dots \dots \dots \dots \quad (76)$$

This approximation has been derived on the hypothesis that $N_{(4)}$ is too small to affect the calculation.

It is necessary to verify that $N_{(4)}$, the ratio of the semi-amplitude of the fourth harmonic in the sequence N_r , to the mean value of N_r , is not more than 0.1; it is sufficient to do this by treating N_r as a sequence of 24 terms, neglecting N_{24} , and adding together the four quarter-sequences N_0, \dots, N_5 ; N_6, \dots, N_{11} ; N_{12}, \dots, N_{17} ; N_{18}, \dots, N_{23} ; the half range of this combined sequence of 6 terms, divided by the mean of the six terms, is in general a good approximation to $N_{(4)}$, which will usually be less than 0.1. If it is 0.1 or more, it is necessary to determine the fourth harmonic of the sequence N_r , so obtaining $N_{(4)}$ and n_4 (§ 19). The correction to be made to the determination of C and c (§ 20) on this account will be very small, and it is scarcely necessary to indicate how it is to be made; the first approximation to c , as obtained in (20), can be used in making the correction.

21. The same plan for reducing the influence of p_a upon computations of the lunar atmospheric tide may be adapted to other modes of tabulation of the data. One of the modes most commonly used consists of the tabulation of the hourly data, after removal of p_s , for each individual month, in lunar daily rows of 26 consecutive entries, the first of which (in column 0), in any row, is for the solar hour nearest to the time of lunar transit, while the remaining entries are for the succeeding hours in order. In this mode of tabulation the entries are taken from two successive solar days, in proportions depending on the lunar-transit time: and there is no transposition of earlier hours after later.

Since p_s has already been removed from the data, these refer to $p_l + p_a$. Let this be denoted by P . Let P^- be defined, in relation to P , as, in § 18, p^- was in relation to p , except that the points where $P^- = P$ will be taken as $0^h, 8^h, 16^h, 24^h$, instead of $1^h, 9^h, 17^h$. The entries for these hours on the lunar daily row

for transit time n^h (where n is taken to vary from 1 to 24), occur in the columns $8 - c_n$, $16 - c_n$, $24 - c_n$, and sometimes $32 - c_n$: where

$$c_n \equiv n \pmod{8}, \text{ and } 1 \leq c_n \leq 8 \quad \dots \quad (77)$$

Let these entries be underlined on each row; in connection with each row, we consider underlined entries e_0, e_1, e_2, e_3, e_4 as follows: e_1, e_2, e_3 are the underlined entries in one or other of the columns 1 to 8, 9 to 16, 17 to 24 respectively, while e_0 and e_4 are the entries for the hours preceding that of e_1 , and succeeding that of e_3 , by 8 hours: thus e_0 occurs in column 0 or in the preceding row, while e_4 may occur in column 25 or in the following row. Then the 8-hour linear changes of P^- which affect the row concerned are the differences between these five underlined entries, i. e.,

$$a = e_1 - e_0, b = e_2 - e_1, c = e_3 - e_2, d = e_4 - e_3 \quad \dots \quad (78)$$

These changes may be positive or negative; they will usually be expressible in numbers of one digit only. Let them all be entered (in red ink, say) in the column $8 - c_n$ of the row concerned; let the number of the column be added as suffix to a, b, c, d . The suffix (m , say) will thus be as follows for rows of transit time n :

$$\begin{array}{cccccccc} n & = & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 \\ n & = & 9 & 10 & 11 & 12 & 13 & 14 & 15 & 16 \\ n & = & 17 & 18 & 19 & 20 & 21 & 22 & 23 & 24 \\ m & = & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 0 \end{array}$$

Thus to each value of m there correspond three corresponding transit times (n_m , say).

In a given set of lunar daily rows, for any years, season, or lunar distance, let the number of rows for which a, b, c, d are entered in column m be denoted by N_m , and let the sums of the numbers a, b, c, d in this column be denoted by A_m, B_m, C_m, D_m . Let \mathfrak{N} be the whole number of rows, so that

$$\mathfrak{N} = \sum_{m=0}^7 N_m \quad \dots \quad (79)$$

Also let

$$A = \sum_{m=0}^7 A_m, \quad D = \sum_{m=0}^7 D_m \quad \dots \quad (80)$$

Let σ, σ_m ($m = 0$ to 7) denote the sequences (each of 26 terms) of sums of the entries in columns 0 to 25, for the whole \mathfrak{N} days, and for the eight sets of N_m days separately. Let σ^-, σ_m^- denote the parts of these sequences which are due to P^- ; then, apart from a constant additive to all the terms, and which is immaterial for our purpose, the sequence σ_m^- can be defined most simply by the 25 successive differences between its terms, as follows:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{8} A_m, \frac{1}{8} A_m, \dots; \quad \frac{1}{8} B_m, \frac{1}{8} B_m, \dots; \quad \frac{1}{8} C_m, \frac{1}{8} C_m, \dots; \quad \frac{1}{8} D_m, \dots; \\ \text{where } \frac{1}{8} A_m \text{ occurs } 8 - m \text{ times, } \frac{1}{8} B_m \text{ and } \frac{1}{8} C_m \text{ occur 8 times each,} \\ \text{and } \frac{1}{8} D_m \text{ occurs } m + 1 \text{ times} \end{aligned} \right\} (81)$$

If the semidiurnal component of σ_m^- , corrected for the non-cyclic variation, is $P_m^- \sin(2\theta + p_m^-)$, that of the sequence (81) is (cf. 28 and 25)

$$2P_m^- \sin \varphi \sin(2\theta + p_m^- + \varphi + \frac{1}{2}\pi).$$

The semidiurnal component of the whole contribution of P^- to σ^- will be denoted by $\Pi^- \sin(2\theta + \bar{\omega}^-)$, and satisfies the equations

$$\prod^7 \sin(2\theta + \bar{\omega}^-) = \sum_{m=0}^7 P_m^- \sin(2\theta + p_m^-) \quad \dots \quad (82)$$

By § 10,

$$\left. \begin{aligned} 2P_m^- \sin \varphi \exp(i(p_m^- + \varphi + \frac{1}{2}\pi)) &= \frac{2i}{25} \left[\sum_{r=0}^{7-m} \frac{1}{8} A_r e^{-2ir\varphi} \right. \\ &+ \left. \sum_{r=8-m}^{15-m} \frac{1}{8} B_r e^{-2ir\varphi} + \sum_{r=16-m}^{23-m} \frac{1}{8} C_r e^{-2ir\varphi} + \sum_{r=24-m}^{24} \frac{1}{8} D_r e^{-2ir\varphi} \right] \end{aligned} \right\} (83)$$

so that

$$\left. \begin{aligned} 200P_m^- e^{i\varphi} \sin \varphi \exp(i p_m^-) (1 - e^{-2i\varphi}) &= A_m (1 - e^{-2i\varphi(8-m)}) \\ &+ \{B_m e^{-2i\varphi(8-m)} + C_m e^{-2i\varphi(16-m)}\} (1 - e^{-16i\varphi}) \\ &+ D_m e^{-2i\varphi(24-m)} \{1 - e^{-2i\varphi(m+1)}\} \end{aligned} \right\} (84)$$

Summing with respect to m , we have, by (82),

$$\left. \begin{aligned} 400i \prod^7 \sin^2 \varphi \exp(i \bar{\omega}^-) &= (A - D) + e^{-16i\varphi} \sum_{m=0}^7 (B_m - A_m) e^{2m i \varphi} \\ &+ e^{-32i\varphi} \sum_{m=0}^7 (C_m - B_m) e^{2m i \varphi} + e^{-48i\varphi} \sum_{m=0}^7 (D_m - C_m) e^{2m i \varphi} \end{aligned} \right\} (85)$$

Let us define a new sequence of 25 terms as follows:

$$\left. \begin{aligned} U_0 &= A - D \\ U_{r+1} &= D_r - C_r \quad (r = 0 \text{ to } 7) \\ U_{r+9} &= C_r - B_r \quad (r = 0 \text{ to } 7) \\ U_{r+17} &= B_r - A_r \quad (r = 0 \text{ to } 7) \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (86)$$

Then (85) may be written

$$\left. \begin{aligned} 400i \prod^7 \sin^2 \varphi \exp(i \bar{\omega}^-) &= U_0 + \sum_{m=0}^7 [U_{m+1} e^{2(m+1)i\varphi} + U_{m+9} e^{2(m+9)i\varphi} + U_{m+17} e^{2(m+17)i\varphi}] \\ &= \sum_{r=0}^{24} U_r e^{2r i \varphi} = -\frac{25}{2i} U e^{-i u} \end{aligned} \right\} (87)$$

by (12), where $U \sin(2\theta + u)$ denotes the semidiurnal component of the sequence U_r .

Consequently,

$$\prod \exp(i\bar{\omega}^-) = \frac{U}{32 \sin^2 \varphi} e^{-iu} \dots \dots \dots \quad (88)$$

or

$$\prod = \frac{U}{32 \sin^2 \varphi} \dots \dots \dots \quad (89)$$

$$\bar{\omega}^- = -u \dots \dots \dots \quad (90)$$

Thus the analysis of the single sequence U_r gives the semidiurnal component of the contribution of P^- to the lunar sequence σ .

22. It remains to calculate the part of the sequence σ^- which is due to p_l^- . The true lunar diurnal variation being $C \sin(2\theta + c)$, as in § 19, it is clear that, on the days of transit time n_m , the lunar hours corresponding to the underlined entries e_0, e_1, e_2, e_3, e_4 are

$$-m, -m+8, -m+16, -m+24, -m+32 \dots \dots \quad (91)$$

hence it follows that p_l^- contributes to a_m a part a'_m given by

$$\left. \begin{aligned} a'_m &= C[\sin\{2(8-m)\varphi + c\} - \sin\{-2m\varphi + c\}] \\ &= 2C \sin 8\varphi \cos\{2(4-m)\varphi + c\} \end{aligned} \right\} \dots \dots \quad (92)$$

and likewise parts b'_m, c'_m, d'_m , to b_m, c_m, d_m , as follows:

$$\left. \begin{aligned} b'_m &= 2C \sin 8\varphi \cos\{2(12-m)\varphi + c\} \\ c'_m &= 2C \sin 8\varphi \cos\{2(20-m)\varphi + c\} \\ d'_m &= 2C \sin 8\varphi \cos\{2(28-m)\varphi + c\} \end{aligned} \right\} \dots \dots \quad (93)$$

Further, let

$$A'_m = N_m a'_m, B'_m = N_m b'_m, C'_m = N_m c'_m, D'_m = N_m d'_m \dots \dots \quad (94)$$

Then the contribution of p_l^- to σ^- depends on A'_m, B'_m, C'_m, D'_m just as that of P^- depends on A_m, B_m, C_m, D_m . In particular, if the semidiurnal component of the contribution of p_l^- to σ^- be denoted by $\Pi_l^- \sin(2\theta + \bar{\omega}_l^-)$, and if $V \sin(2\theta + v)$ is the semidiurnal component of the sequence V_r defined, relative to A'_m, \dots , as U is defined relative to A_m, \dots , we have

$$\Pi_l^- = \frac{V}{32 \sin^2 \varphi}, \quad \bar{\omega}_l^- = -v \dots \dots \dots \quad (95)$$

Now

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= A' - D' = 2C \sin 8\varphi \sum_{m=0}^7 N_m [\cos\{2(4-m)\varphi + c\} \\ &\quad - \cos\{2(28-m)\varphi + c\}] \\ &= 4C \sin 8\varphi \sin 24\varphi \sum_{m=0}^7 N_m \sin\{2(16-m)\varphi + c\} \\ &= -4C \sin \varphi \sin 8\varphi \{N_0 \sin(7\varphi + c) + N_1 \sin(5\varphi + c) \\ &\quad + N_2 \sin(3\varphi + c) + \dots + N_7 \sin(-7\varphi + c)\} \end{aligned} \right\} \quad (96)$$

since $25\varphi = 2\pi$.

Let us write

$$\left. \begin{aligned} N_0 + N_7 &= \mathfrak{N}(\tfrac{1}{4} + \nu_4), & N_1 + N_6 &= \mathfrak{N}(\tfrac{1}{4} + \nu_3), & N_3 + N_5 &= \mathfrak{N}(\tfrac{1}{4} + \nu_2) \\ N_0 - N_7 &= \nu_{-4} \mathfrak{N}, & N_1 - N_6 &= \nu_{-3} \mathfrak{N}, & N_3 - N_5 &= \nu_{-2} \mathfrak{N} \\ &&&& N_5 - N_4 &= \nu_{-1} \mathfrak{N} \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

Then the numbers ν are likely to be small fractions. Also let

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \nu_1 \cos \varphi + \nu_2 \cos 3\varphi + \nu_3 \cos 5\varphi + \nu_4 \cos 7\varphi \\ &= 0.969 \nu_1 + 0.729 \nu_2 + 0.809 \nu_3 - 0.187 \nu_4 \end{aligned} \right\} \dots \quad (98)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{-1} &= \nu_{-1} \sin \varphi + \nu_{-2} \sin 3\varphi + \nu_{-3} \sin 5\varphi + \nu_{-4} \sin 7\varphi \\ &= 0.249 \nu_{-1} + 0.685 \nu_{-2} + 0.951 \nu_{-3} + 0.982 \nu_{-4} \end{aligned} \right\} \dots \quad (99)$$

Then since

$$\sin \varphi (\cos \varphi + \cos 3\varphi + \cos 5\varphi + \cos 7\varphi) = \frac{1}{2} \sin 8\varphi \dots \quad (100)$$

(96) may be written

$$V_0 = -NC \sin^2 8\varphi \left\{ \frac{1}{2} \sin c + 4 \frac{\sin \varphi}{\sin 8\varphi} (\alpha_1 \sin c + \alpha_{-1} \cos c) \right\} \dots \quad (101)$$

Further

$$\left. \begin{aligned} Ve^{-ic} &= -\frac{2i}{25} [V_0 + \sum_{m=0}^7 \{(D'_m - C'_m)e^{2i(m+1)\varphi} \\ &\quad + (C'_m - B'_m)e^{2i(m+9)\varphi} + (B'_m - A'_m)e^{2i(m+17)\varphi}\}] \\ &= -\frac{2i}{25} [V_0 - 4C \sin^2 8\varphi \sum_{m=0}^7 N_m \{e^{2i(m+1)\varphi} \sin \{2(24-m)\varphi + c\} \\ &\quad + e^{2i(m+9)\varphi} \sin \{2(16-m)\varphi + c\} + e^{2i(m+17)\varphi} \sin \{2(8-m)\varphi + c\}\}] \\ &= -\frac{2i}{25} [V_0 - 4Ce^{ic} \sin^2 8\varphi \sum_{m=0}^7 N_m \{e^{-2i(24-m)\varphi - ic} \sin \{2(24-m)+c\} \\ &\quad + e^{-2i(16-m)\varphi - ic} \sin \{2(16-m)\varphi + c\} + e^{-2i(8-m)\varphi - ic} \sin \{2(8-m)\varphi + c\}\}] \\ &= -\frac{2i}{25} [V_0 + 2iCe^{ic} \sin^2 8\varphi \sum_{m=0}^7 N_m \{3 - e^{-4i(24-m)\varphi - 2ic} \\ &\quad - e^{-4i(16-m)\varphi - 2ic} - e^{-4i(8-m)\varphi - 2ic}\}] \\ &= -\frac{2i}{25} [V_0 + 6i\mathfrak{N}Ce^{ic} \sin^2 8\varphi - 2iCe^{-ic} \sin^2 8\varphi (\sum_0^7 N_m e^{4m i \varphi}) (e^{-96i\varphi} \\ &\quad + e^{-64i\varphi} + e^{-32i\varphi})] \\ &= \frac{12}{25} \mathfrak{N}Ce^{ic} \sin^2 8\varphi \left[1 + \frac{1}{12}ie^{-ic} \sin c + \frac{2}{3}ie^{-ic} \frac{\sin \varphi}{\sin 8\varphi} (\alpha_1 \sin c + \alpha_{-1} \cos c) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{3}e^{-64i\varphi - 2ic} (1 + 2 \cos 32\varphi) \sum_{m=0}^7 (N_m/\mathfrak{N}) e^{4m i \varphi} \right] \end{aligned} \right\} \quad (102)$$

Let

$$\left. \begin{aligned} \alpha_3 &\equiv \nu_1 \cos 2\varphi + \nu_2 \cos 6\varphi + \nu_3 \cos 10\varphi + \nu_4 \cos 14\varphi \\ &= 0.876 \nu_1 + 0.063 \nu_2 - 0.809 \nu_3 - 0.930 \nu_4 \end{aligned} \right\} \quad (103)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{-2} &= \nu_{-1} \sin 2\varphi + \nu_{-2} \sin 6\varphi + \nu_{-3} \sin 10\varphi + \nu_{-4} \sin 14\varphi \\ &= 0.482 \nu_{-1} + 0.998 \nu_{-2} + 0.588 \nu_{-3} - 0.368 \nu_{-4} \end{aligned} \right\} \quad (104)$$

Then

$$\sum_{m=0}^7 N_m e^{im\varphi} = \Re e^{14i\varphi} \left\{ \frac{1}{4} (\cos 2\varphi + \cos 6\varphi + \cos 10\varphi + \cos 14\varphi) \right. \\ \left. + \alpha_3 - i\alpha_{-2} \right\} = \Re e^{14i\varphi} \left\{ \frac{1}{8} \frac{\sin 16\varphi}{\sin 2\varphi} + \alpha_2 - i\alpha_{-2} \right\} \quad (105)$$

on replacing φ by 2φ in (100). Also

$$1 + 2 \cos 32\varphi = - \frac{\sin 2\varphi}{\sin 16\varphi} \quad \dots \dots \dots \quad (106)$$

in virtue of $25\varphi = \pi$. Hence

$$\left. \begin{aligned} Ve^{-iv} &= \frac{12}{25} \Re C e^{ic} \sin^2 8\varphi \left[1 + \frac{1}{24} (1 - e^{-2ic}) + \frac{1}{24} e^{-2ic} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{3} ie^{-ic} \frac{\sin \varphi}{\sin 8\varphi} (\alpha_1 \sin c + \alpha_{-1} \cos c) + \frac{1}{3} e^{-2ic} \frac{\sin 2\varphi}{\sin 16\varphi} (\alpha_2 - i\alpha_{-2}) \right] \\ &= \frac{1}{2} \Re C e^{ic} \sin^2 8\varphi \left[1 + \frac{48}{75} ie^{-ic} \frac{\sin \varphi}{\sin 8\varphi} (\alpha_1 \sin c + \alpha_{-1} \cos c) \right. \\ &\quad \left. + \frac{8}{25} e^{-2ic} \frac{\sin 2\varphi}{\sin 16\varphi} (\alpha_2 - i\alpha_{-2}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (107)$$

Thus when, as will usually be the case, the terms involving $\alpha_1, \alpha_{-1}, \alpha_2, \alpha_{-2}$, can be neglected, this reduces to

$$Ve^{-iv} = \frac{1}{2} \Re C e^{ic} \sin^2 8\varphi \quad \dots \dots \dots \quad (108)$$

so that

$$\Pi_l^- = \frac{1}{64} \Re C \frac{\sin^2 8\varphi}{\sin^2 \varphi} = 0.20684 \Re C \quad \dots \dots \dots \quad (109)$$

$$\bar{\omega}_l^- = -v = c \quad \dots \dots \dots \quad (110)$$

by (95). In this case, therefore, if the transit times are nearly uniformly distributed throughout the group of lunar days considered, the elimination of P^- from the data removes just over one-fifth of p_l , without change of phase. The remaining fraction of p_l is 0.79316, and the reciprocal of this is 1.2608.

Thus, if $L \sin(2\theta + l)$ is the semidiurnal component of the sequence of lunar sums, corrected only for the non-cyclic variation, and if

$$L \sin(2\theta + l) - P^- \sin(2\theta + \bar{\omega}) \equiv L' \sin(2\theta + l') \quad \dots \quad (111)$$

the corresponding determination of C, c will be

$$C = 1.2608 L' / \Re, \quad c = l' \quad \dots \dots \dots \quad (112)$$

23. The preceding method of eliminating a large part of p_a from p in the determination of p_l is to some extent arbitrary as regards the choice of the interval of 8 hours in the definition of p^- ; it is of interest to consider whether any other interval would be more suitable for the purpose in view.

It seems desirable to take the solar day as the basis of definition of p^- in the determination of p_l , because (a) p^- is thereby rendered less dependent on p_l itself, and also (b) the systematic elimination of p^- is most conveniently made in close relation to the tables of original data, which are arranged according to solar time. Hence the interval on which p^- is based must be a submultiple of the solar day; the solar day itself would not suffice — it would practically only eliminate the noncyclic variation during the lunar day, which is part of the existing practice. The smaller submultiples of the solar day, i. e., 2^h , 3^h , 4^h , are too small; the corresponding p^- would contain far too large a proportion of p_l . Thus the only intervals which really need consideration are 12^h , 8^h and 6^h ; the choice of the first would have the advantage that p^- would contain an extremely small fraction of p_l , while the p^- corresponding to 6^h would contain a fraction of p_l considerably more than the one-fifth corresponding to 8^h . On the other hand the residual part (p_a^c) of p_a is greatest for the 12^h interval, and least for that of 6^h ; the mean numerical value of p_a^c is likely to vary as the square of the length of the interval, i. e., as $144 : 64 : 36$. The best choice is not clear, but that of 8^h , here made, is probably better than that of 12^h , because the fraction of p_l removed with p^- is small, while the residual p_a^c will be less than half that corresponding to the interval of 12^h for p^- ; the choice of 6^h would reduce p_a^c still further, but at the cost of removing too large a fraction of p_l itself.

24. It is of interest to consider how far the determination of the lunar atmospheric tide is affected by the use of an interval of M' solar hours (where M' is an integer, here taken as 25) to represent the lunar day, which is actually of variable duration, but of average length M solar hours, where $M = 24^h 50^m$.

First consider the case when hour-to-hour differences form the basis of the lunar tabulations, as in §§ 6—20. For the days of transit time n^h , Δ_r refers (§ 8) to a time $r - n + 1$ solar hours after transit, if $r > n - 1$, or to $n - r - 1$ solar hours before transit, if $r < n - 1$; in the latter case, since p_l is periodic in the time M hours, the time is equivalent to $M + r - n + 1$ solar hours after transit.

Since M' solar hours are taken to represent the lunar day, r ranges from 0 to $M' - 1$. We suppose that n ranges from 1 to M' , as in the tabulations described in §§ 6—20 (the conclusion arrived at is not affected if n is taken to range, like r , from 0 to $M' - 1$). In forming the lunar sums the daily rows of Δ 's are, in effect, divided into two parts, of which the first is transposed so as to follow the second; the result is that the values of Δ_n from days of different transit time n^h , and for which, for a particular integral value of m (where $0 \leq m \leq M' - 1$),

$$r \equiv m + n - 1 \pmod{M'} \dots \dots \dots \quad (113)$$

are all grouped together and added. Since $0 \leq r \leq M' - 1$, it is clear that according to (118) r will equal $m + n - 1$ on the days for which n lies in the range 1 to $M' - m$; in all these cases, $M' - m$ in number, the true interval after transit, corresponding to Δ_r , is exactly m solar hours. When n lies in the range $M' - m + 1$ to M' , r will equal $m + n - 1 - M'$; in these cases, m in number, the true time to which Δ_r corresponds is $m - M'$ solar hours before transit, which is equivalent, so far as concerns p_t , to the time $m - M' + M$ solar hours after transit. Since $M' \neq M$, the entries Δ_r , thus combined together do not all refer to precisely the same lunar epoch, except when $m = 0$; they correspond either to m or $m + M - M'$ solar hours after transit, and they are treated, in the subsequent harmonic analysis, as if they referred to an epoch after lunar transit equal to a fraction m/M' of a lunar day, that is, an epoch of $m M/M'$ solar hours after transit. This time is intermediate between the two actual epochs of the Δ_r 's.

The mean epoch, in solar hours after lunar transit, corresponding to the term L_m in the sequence of lunar sums, is clearly

$$\left\{ m \sum_{n=1}^{M'-m} N_{n-1} + (m + M - M') \sum_{n=M'-m+1}^{M'} N_{n-1} \right\} \div \mathfrak{N},$$

which is intermediate between m and $m + M - M'$. If the values of N_{n-1} are the same for each value of n , and therefore equal to \mathfrak{N}/M' , the expression reduces to

$$\frac{1}{M'} \{ m(M' - m) + (m + M - M')m \}$$

or $m M/M'$, which is the epoch assumed for L_m in the harmonic analysis. If the values of N_{n-1} are nearly all alike, this result will be nearly but not quite exact.

The differences between $m M/M'$ and m or $m + M - M'$ (the two values corresponding to the Δ_r 's combined in L_m) are

$$-m \frac{M' - M}{M'} \quad \text{and} \quad (M' - m) \frac{M' - M}{M'};$$

these vary with m , being most unequal when m is 1 or 24, and most nearly equal when m is 12 or 13. The fact that the Δ_r 's do not exactly correspond to the epoch assumed for L_m in the harmonic analysis renders the deduced amplitude of p_t slightly too small, but by a quite negligible amount if M' is 25 or even 24. A further slight reduction arises from the spread of the transit times, taken to occur at the exact hour n , over the interval $n - \frac{1}{2}^h$ to $n + \frac{1}{2}^h$.

25. When M' is taken, as above, to be 25, the midnight values of the pressure are always used twice over, that is, as 0^h on one day and 24^h on the preceding day. There is no valid physical reason why they should thus have double weight, as compared with the values at other hours, in determining p_t , and the fact that they do have double weight is a slight blemish on the method of using 25 values. It is probably of no real disadvantage, however, and some theoretical objection seems likely to arise in connection with any method of deriving p_t from data referring to solar hours. For example, though each solar hourly value is used once

only if M' is taken as 24 instead of 25, there is the new difficulty that on certain days none of the 24 hourly values will be within half an hour of lunar transit (the nearest transits occur before the first value, i. e., on the preceding day, and after the last value on the next day); according to the previous plan we should omit these days altogether, which would be as objectionable, theoretically, as giving the midnight values double weight when $M' = 25$. Actually it would be appropriate to treat half these days as days of transit time 1^{h} , and the others as days of transit time 24^{h} , though this would not be quite correct. It would add slightly to the errors in the times of the A_r 's which contribute to L_m ; these times, when $M' = 24$, will in any case diverge rather more from $m M/M'$ than when $M' = 25$. The errors will, however, only very slightly affect the determination of p_t , and the use of $M' = 24$ certainly has some advantages; (a) it reduces the tabulations and summations by $\frac{1}{25}^{\text{th}}$, or 4 per cent.; (b) it simplifies the removal of p_a (since only D, E, F , and not also G — cf. §§ 9, 13 — would be required to represent p_a on each day); and, finally, the harmonic analysis is simpler for sequences of 24 values than for those of 25.

26. When hour-to-hour differences are taken as the basis of tabulation, the difference between M and M' affects the formula (24), where it is assumed that the interval between the hours over which the difference is taken is $\frac{1}{25}^{\text{th}}$ of a lunar day, i. e., M/M' solar hour, whereas actually it is one solar hour. If $M' = 25$, the actual interval is too long in the ratio M/M' , so that $\sin \varphi$ in the formula (24) should be $\sin (M' \varphi/M)$. This renders the resulting determination of p_t by this method, too great in the ratio

$$\sin \left(\frac{25}{24.83} 14.4^{\circ} \right) / \sin 14.4^{\circ}$$

which is 1.0068. The correction necessary on this account is therefore about — 0.7 per cent., which is in itself scarcely worth making, in view of the accidental errors attaching to the determination of p_t .

27. In conclusion, it may be remarked that, owing to the recent extension in the capacity of the cards used in the Hollerith automatic punching, sorting and adding machines, from 45 to 80 columns, the Hollerith system of calculation can now conveniently be applied to the determination of lunar periods in geophysical phenomena. Systematic plans are being devised for the application of the Hollerith machines to this purpose; the details of the work of removal of p_s and p_a from the data are altered in many respects, though the principles and essentials of the preceding analysis remain valid.

Der Wärmeumsatz durch die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre

Von Dr. F. Albrecht, Potsdam — (Mit 6 Abbildungen)

Der Absorptionskoeffizient von Wasserdampf und feuchter Luft. Theorie der Absorption des Wasserdampfes in der freien Atmosphäre. Numerische Berechnung des Strahlungshaushaltes der Atmosphäre im Langwelligen an einem Sommertage. Folgerungen.

Über den Strahlungshaushalt der Atmosphäre im langwelligen Gebiet von 4 bis 50μ sind zahlreiche theoretische Untersuchungen durchgeführt worden. Hier sei nur als eine der wichtigsten und bekanntesten Arbeiten die Emdensche Theorie der Stratosphäre genannt¹⁾. In neuester Zeit haben Simpson²⁾ und Mügge³⁾ auf diesem Gebiete gearbeitet. Alle bisherigen Arbeiten machen mehr oder weniger allgemeine Annahmen über die selektive Absorption des Wasserdampfes in der Atmosphäre und verzichten damit von vornherein auf eine eingehendere Darstellung der bei der Wärmeabsorption stattfindenden Vorgänge. Lediglich Falkenberg und Stöcker⁴⁾ wiesen vor einigen Jahren auf die Wichtigkeit der Berücksichtigung der selektiven Absorption hin und Dubois⁵⁾ brachte sie in Verbindung mit der Intensität der Ausstrahlung in verschiedenen Richtungen.

In der vorliegenden Arbeit wird nun versucht, die bei der Absorption der langwelligen Wärmestrahlung in der Atmosphäre auftretenden Vorgänge im einzelnen zu erfassen, mit dem Ziele, den Wärmeaushalt einzelner Atmosphärenschichten später einmal berechnen zu können. In dieser Arbeit wird der Einfachheit halber nur eine Wolken- und staubfreie Atmosphäre behandelt, deren Temperatur und Wasserdampfgehalt in verschiedenen Höhen gegeben ist. Ferner wird als absorbierendes und strahlendes Medium lediglich der Wasserdampf angesehen, da die Strahlung der Luftpoleküle im Langwelligen höchstwahrscheinlich außerordentlich klein ist. Von den gasförmigen Beimengungen der Atmosphäre hat noch die Kohlensäure ein erhebliches Strahlungsvermögen, das sich bei den Laboratoriumsuntersuchungen als Fehlerquelle sehr störend bemerkbar machte. Ihre Wirkung kann aber hier vernachlässigt werden, da ihr Vorkommen in nennenswerten Mengen sich auf die bodennahen Luftsichten beschränkt. Nicht berücksichtigt wird in dieser Arbeit auch die Wirkung der Ozonschicht, über deren Absorptionsvermögen im Langwelligen ohnehin wenig Laboratoriumsmessungen und gar keine atmosphärische Strahlungsuntersuchungen vorliegen. Es ist nach den Ergebnissen dieser Arbeit zu erwarten, daß die Ozonschicht für die Strahlungsverhältnisse in großen Höhen eine erhebliche Bedeutung hat, während sie den Strahlungshaushalt an der Erdoberfläche verhältnismäßig nur wenig beeinflussen wird.

Das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes im langwelligen Gebiet ist durch die Arbeiten von Paschen⁶⁾, Rubens und Aschkinass⁷⁾ und Hettner⁸⁾ sehr gut bekannt. Diese Messungen wurden aber fast ausschließlich in Wasserdampf über 100° meist ohne Luftbeimengung vorgenommen. Über die Absorptions-eigenschaften von atmosphärischer feuchter Luft liegen lediglich Untersuchungen von Fowle⁹⁾ in bis 250 m langen Röhren vor. Diese reichen wegen der von Fowle verwendeten Steinsalzoptik leider nur bis 18,5 μ , während die Absorption des Wasserdampfes von dort an nach den längeren Wellen noch ganz erheblich zunimmt. Fig. 1 zeigt die Absorptionskurven von Hettner und Fowle. Berechnet man aus diesen Kurven des Absorptionsvermögens α_λ den Absorptionskoeffizienten k_λ nach der Formel $k_\lambda = -\ln(1 - \alpha_\lambda)$, so ergibt sich, daß die Fowleschen Messungen für verschiedene Wassergehalt der von ihm untersuchten atmosphärischen Luft untereinander zwar befriedigend übereinstimmen, daß sie aber wesentlich geringere Absorptionswerte ergeben als sie Hettner in reinem Wasserdampf

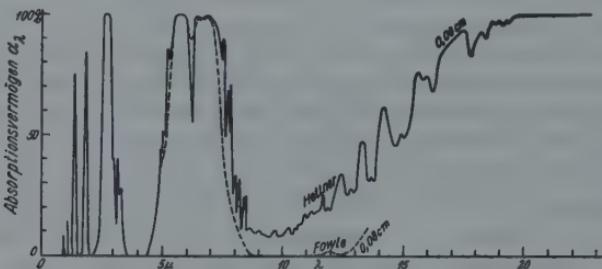


Fig. 1. Absorptionsvermögen einer 0.06 cm Wasser enthaltenden Wasserdampfschicht nach Hettner und einer 0.08 cm enthaltenden Luftschicht nach Fowle.

über 100° erhielt. Besonders deutlich zeigt sich dies in dem Gebiete des Minimums von 9 bis 12 μ , wo Hettner etwa 8% Absorption erhält, während Fowle ein Absorptionsvermögen feuchter Luft nicht mehr feststellen konnte. Es ist nun anzunehmen, daß die Absorption feuchter Luft in diesem Wellenlängengebiet nicht völlig Null wird, sondern lediglich mit der vorhandenen Meßgenauigkeit der Fowleschen Apparatur nicht mehr feststellbar war. Es muß also versucht werden, die Hettnersche Kurve auf die Fowlesche zu reduzieren. Für die größeren Wellenlängen ist dies wegen der beschränkten Ausdehnung des von Fowle gemessenen Gebietes ohnehin erforderlich. Das Reduzieren wird dadurch sehr erleichtert, daß bereits Fowle seine Messungen mit den Paschenschen Absorptionskurven reinen Wasserdampfes über 100° nebeneinander gestellt hat. Von Fowle und Paschen ist sowohl das Gebiet von 5 bis 8 μ mit großen Absorptionskoeffizienten als auch das von 8 bis 18 μ mit kleinem gemessen worden. Trägt man nun die logarithmischen Absorptionskoeffizienten von Fowle in Abhängigkeit von den bei gleicher Wellenlänge und gleicher Dicke der Absorptions-schicht von Paschen gemessenen auf, so zeigt sich der in Fig. 2 dargestellte nahezu

lineare Zusammenhang beider Absorptionen für die größeren Werte von k_λ . Für die kleineren Werte von k_λ ist die Kurve des Zusammenhanges darunter noch einmal in größerem Maßstabe dargestellt. Sie kann auch in diesem Falle durch

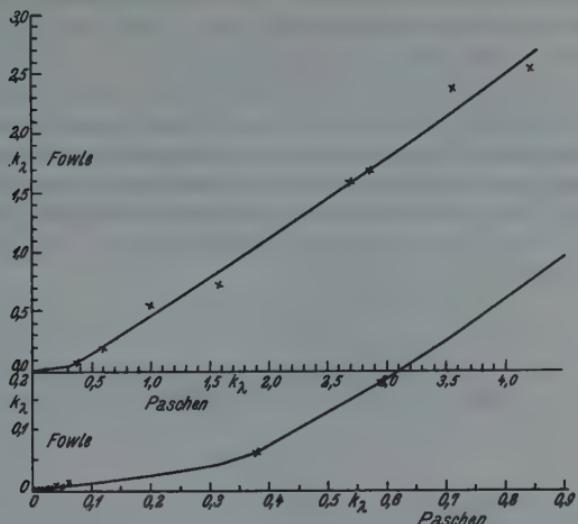


Fig. 2. Logarithmischer Absorptionskoeffizient k_λ von 0.04 cm Wasser in Form von feuchter Luft (Fowle) und von Wasserdampf (Paschen).

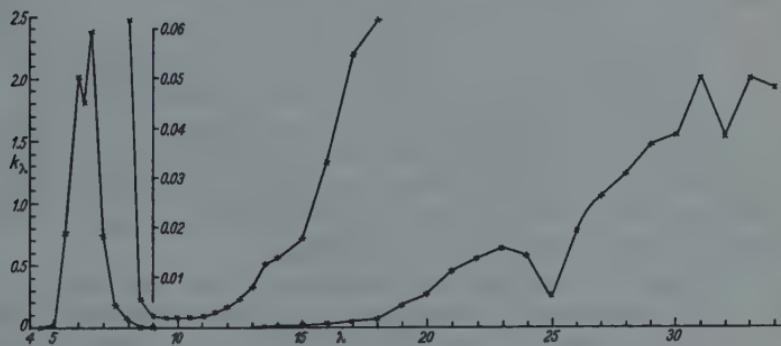


Fig. 3. Berechneter logarithmischer Absorptionskoeffizient k_λ von 0.01 cm Wasser in Form von feuchter Luft.

eine nun allerdings sehr schwach geneigte Grade angenähert werden. Reduziert man nach diesem zunächst rein äußerlichen Zusammenhange die Hettnersche Kurve auf die Fowlesche, so ergibt sich tatsächlich ein zwar nur sehr kleines aber doch vorhandenes Absorptionsvermögen in dem Gebiet von 9 bis 12 μ

und eine Ableitung für die Fowlesche Kurve aus der Hettnerschen auch für die Wellenlängen $> 13.5 \mu$.

Die auf diese Weise erhaltene Kurve des logarithmischen Absorptionskoeffizienten ist in Fig. 3 wiedergegeben. Von den bisher durchgeföhrten Annäherungen unterscheidet sie sich dadurch, daß das Absorptionsvermögen zwischen 5.5 und 7μ und 20 und 34μ zwar groß, aber keineswegs unendlich groß und zwischen 9 und 11.5μ zwar klein, aber nicht Null ist. Bei der hier verlangten Genauigkeit der Rechnung ist es noch erforderlich, auf einige Besonderheiten des Absorptionsvermögens in Gasen zu achten. Zunächst ist durch die Arbeiten von Eva von Bahr¹⁰⁾ eine Luftdruck- und auch eine Temperaturabhängigkeit festgestellt worden. Die Luftdruckabhängigkeit ist für Wasserdampf in der Absorptionsbande von 2.7μ experimentell untersucht worden. Es ergab sich dabei ein Zusammenhang nach der Tabelle 1.

Tabelle 1

Luftdruck	Absorption einer Wasser- dampfschicht	Luftdruck	Absorption einer Wasser- dampfschicht
105 mm.	4.6%	405 mm	8.5%
235	7.2	570	10.6
370	8.6	755	12.0

Die Temperaturabhängigkeit der Absorption ist für Wasser nicht genau genug bestimmt, anscheinend auch etwas kleiner, so daß für sie Korrekturen in dieser Arbeit nicht angebracht werden können. Es muß aus diesem Grunde auch die Frage offen bleiben, ob der Unterschied der Hettnerschen und Fowleschen Messungen etwa durch den Temperaturunterschied des absorbierenden Wasserdampfes zu erklären ist. Für das Absorptionsvermögen wurde ferner sowohl bei Hettner wie bei Fowle in dem uns hier interessierenden Wellenlängengebiet von 4 bis 34μ die angenäherte Gültigkeit des Beerschen Gesetzes festgestellt. Das Wasserdampfspektrum erweist sich also in diesem Gebiete als ein tatsächliches Bandenspektrum mit einem Untergrund kontinuierlicher Absorption, auf den die einzelnen Banden aufgesetzt erscheinen, und die Gebiete mittlerer Absorption sind nicht etwa durch Häufung einzelner Spektrallinien, die von dem Meßgerät nicht mehr getrennt werden können, vorgetäuscht.

Theorie der Absorption des Wasserdampfes in der freien Atmosphäre. Die theoretische Ermittlung des Strahlungshaushaltes der einzelnen Schichten der Atmosphäre im langwelligen Gebiet ist auch bei reiner Luft, in der nur der Wasserdampf absorbiert, nur dann möglich, wenn sich einfache Beziehungen zwischen dem Wassergehalt der Atmosphäre und ihrem Strahlungsvermögen in den einzelnen Wellenlängen finden lassen. Die Berechnung des Strahlungsvermögens des schwarzen Körpers hat hierbei nach der Planckschen Formel zu geschehen. Es ist:

$$J_\lambda d\lambda = \frac{5.76 \cdot 10^{-6}}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{\frac{1.436}{\lambda \cdot T}} - 1} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{sec}} \quad \dots \quad (1)$$

wobei für die Temperaturen die in den einzelnen Höhenschichten gemessenen Lufttemperaturen einzusetzen sind.

Die so berechneten Strahlungsintensitäten müssen nun in Beziehung gesetzt werden zu dem die Strahlungsemision und Absorption verursachenden Wassergehalt der Atmosphäre zwischen der jeweils betrachteten Höhe und der Erdoberfläche. Die graphische Darstellung dieses Zusammenhanges ergibt dann in weiten Höhengebieten eine lineare Abhängigkeit der Strahlung von der Mächtigkeit der Wassersäule. Für das berechnete Beispiel zeigt die Fig. 4 einige solcher Kurven. Bezeichnet man also die Intensität der schwarzen Strahlung in einer bestimmten jeweils betrachteten Höhenschicht mit $J_{0\lambda} d\lambda$, so besteht bis zum nächsten Knickpunkt der Strahlungs-Wassersäulenkurve mit der Intensität $J_{\lambda} d\lambda$ die Beziehung:

$$\frac{1}{0} J_{\lambda} = J_{0\lambda} \lambda \pm \left(\frac{dJ}{dm} \right)_0 m \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

wo m die Wassersäule zwischen den betrachteten Schichten ist. Für die Strecke zwischen den ersten Knickpunkt und dem zweiten gilt ebenso:

$$\frac{2}{1} J_{\lambda} = J_{\lambda} \pm \left(\frac{dJ}{dm} \right)_1 m \quad \dots \dots \dots \quad (2a)$$

und so fort.

Aus diesem Beispiel ergibt sich, daß zur Berechnung der Strahlungsaufnahme einer dünnen Atmosphärenschicht von den übrigen Schichten der Atmosphäre die Luft in einige wenige Schichten erheblicher Mächtigkeit geteilt werden kann, innerhalb deren die Strahlung aus einem konstanten und einem linear mit der Wassermasse zwischen der Strahlung aufnehmenden und der Strahlung abgebenden Luftsicht sich änderndem Gliede betrachtet werden kann. Für derartige Verhältnisse sind bereits von Emden im Eingang seiner erwähnten fundamentalen Arbeit die theoretischen Rechnungen durchgeführt worden, die hier kurz wiederholt seien. Gegeben sei eine dünne Gasschicht im Abstande Z von einer schwarz strahlenden Fläche. Der Zylinder vom Querschnitt 1 cm^2 enthalte die Masse M , dann fällt auf die Fläche f aus allen Richtungen ϑ eine von der schwarzen Fläche ausgehende durch die zwischenliegende Gasmasse geschwächte Strahlung, von welcher in der dünnen Gasschicht der Dicke Δm der Bruchteil $k_{\lambda} \Delta m$ absorbiert wird. Die Größe der absorbierten Strahlung ist dann nach Emden Gleichung (19 E):

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_{\lambda} d\lambda &= k_{\lambda} \Delta m \cdot f \cdot 2\pi J_{\lambda} d\lambda \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta e^{-\frac{k_{\lambda} M}{\cos \vartheta}} d\vartheta \\ &= 2\pi k_{\lambda} \Delta m \cdot f \cdot J_{\lambda} d\lambda \left[e^{-\beta} - \beta \int_{\beta}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right] \end{aligned} \right\} \dots \dots \quad (19E)$$

Hierin ist $\beta = k_\lambda M$ gesetzt worden. Die Funktion $\int_{\beta}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx$ ist in Jahnke und Emde Funktionentafeln 1909 unter $-Ei(-x)$ auf S. 21 tabuliert.

Berücksichtigt man die Tatsache, daß auch die Luft selbst zwischen der Erdoberfläche und der betrachteten Schicht infolge ihres Wassergehaltes ein Strahlungsvermögen hat, so folgt nach Emden für die mit der Temperatur der schwarzen Fläche strahlenden Luft die Gleichung:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta S_\lambda d\lambda) &= f \cdot 2\pi \cdot J_\lambda \cdot d\lambda \cdot k_\lambda \int_0^M dm \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta e^{-\frac{k_\lambda m}{\cos \vartheta}} d\vartheta \\ &= f \cdot \pi \cdot J_\lambda d\lambda \left[1 - e^{-\beta} + \beta \int_{\beta}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right] \end{aligned} \right\} \dots \quad (20 \text{ E})$$

Ändert sich gleichzeitig die Strahlung J_λ linear mit der wirksamen Wassersäule m über oder unter der betrachteten Schicht nach der Formel:

$$J_\lambda = J_1 + J_\lambda \cdot k_1 m \quad \dots \quad (22 \text{ E})$$

so gilt für den zweiten Teil des Integrals:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta S_\lambda d\lambda) &= f \cdot 2\pi \cdot k_\lambda \cdot \Delta m J_\lambda d\lambda \int_0^M k_1 m dm \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin \vartheta}{\cos \vartheta} e^{-\frac{k_\lambda m}{\cos \vartheta}} d\vartheta \\ &= f \cdot \pi \cdot k_\lambda \cdot \Delta m J_\lambda d\lambda \left[1 - e^{-\beta}(1 + \beta) + \beta^2 \int_{\beta}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right] \end{aligned} \right\} \dots \quad (23 \text{ E})$$

In dem vorliegenden Falle ist an Stelle der Emdenschen Gleichung (22 E) für die Strahlung J zwischen dem n -ten und $(n+1)$ -ten Knickpunkte der Strahlungswassermassen-Kurve nach Fig. 4 die Gleichung zu schreiben:

$$\frac{J_{n+1}}{M_n} = J_\lambda + \frac{J'_\lambda}{m} = J_\lambda + \left(\frac{dJ}{dm} \right)_n (m - M_n) \quad \dots \quad (3)$$

Hierin bedeutet M_n bzw. M_{n+1} die Wassersäule zwischen der absorbierenden Schicht und der Schicht des n -ten bzw. des $(n+1)$ -ten Knickpunktes der Kurven der Fig. 4, m (definiert nach der Ungleichung $M_{n+1} > m > M_n$) die Wassersäule zwischen einer ins Auge gefaßten strahlenden Schicht und der absorbierenden Schicht, $(dJ/dm)_n$ die Änderung der Strahlung mit der Höhe zwischen den Knickpunkten M_n und M_{n+1} und J'_λ die Strahlung einer schwarzen Fläche im n -ten Knickpunkte. Hieraus folgt in derselben Weise wie bei Emden für die Wärme-

aufnahme einer dünnen Wasserdampfschicht Δm zwischen dem n -ten und $(n+1)$ -ten Knickpunkt durch die Strahlung:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta S_\lambda d\lambda)_{n+1} &= f \cdot 2\pi \cdot d\lambda \cdot k_\lambda \cdot \Delta m \left\{ \left[J_{n+1} - \left(\frac{dJ}{dm} \right)_n M_n \right] \left[\beta_{n+1} \int_{\beta_n+1}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \beta_n \int_{\beta_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx + e^{-\beta_n} - e^{-\beta_{n+1}} \right] + \frac{1}{2} k_\lambda \left(\frac{dJ}{dm} \right)_n \left[\beta_{n+1}^2 \int_{\beta_n+1}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \beta_n^2 \int_{\beta_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx + e^{-\beta_n}(\beta_n + 1) - e^{-\beta_{n+1}}(\beta_{n+1} + 1) \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (4)$$

Der zweite Teil dieser Gleichung geht für $M_n = 0$ über in die Emdensche Gleichung (23 E). Die Summierung über alle von der betrachteten Schicht aus

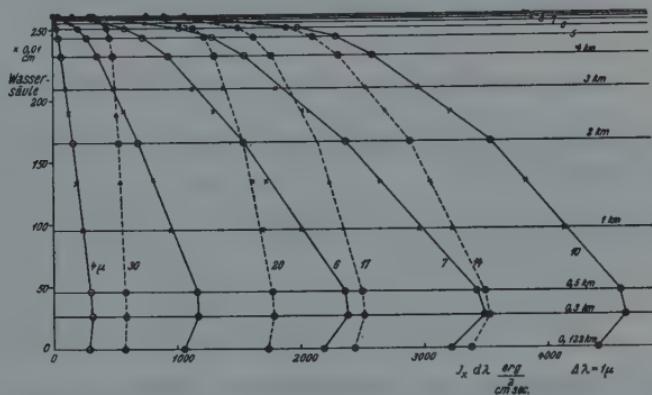


Fig. 4. Strahlung des schwarzen Körpers nach der Planckschen Formel für einen Wellenlängenbereich von 1μ in Abhängigkeit von der Höhe und dem Wassergehalt der Luft zwischen Erdboden und der betrachteten Höhe.

nach oben und unten gezählten Wasserschichten mit jeweils gleichem $(dJ/dm)_n$ ergibt dann die aus der wasserhaltigen Luft von der betrachteten sehr dünnen Absorptionsschicht Δm aufgenommene Wärmemenge. Zu dieser Wärmemenge muß noch die hinzugefügt werden, die nach Gleichung (19 E) aus der Strahlung der Erdoberfläche von der Schicht aufgenommen wird. Zur Berechnung der Wärmebilanz der Absorptionsschicht muß noch ihre Ausstrahlung bestimmt werden. Diese ist nach Emden (14 E):

$$(J_\lambda d\lambda)_A = f \cdot 2\pi J_\lambda d\lambda \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(1 - e^{-\frac{k_\lambda M}{\cos \vartheta}} \right) \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta \dots \quad (14 \text{ E})$$

Diese Gleichung geht für eine hinreichend dünne Gasschicht über in:

$$(\Delta J_\lambda \cdot d\lambda)_A = f \cdot 2\pi \cdot J_\lambda \cdot d\lambda \cdot k_\lambda \Delta m \quad \dots \quad (16E)$$

Die Gleichung der Wärmebilanz der sehr dünnen Gasschicht lautet dann:

$$\Delta J_\lambda \cdot d\lambda = -2(\Delta J_\lambda \cdot d\lambda)_A + \sum_0^{N'} (\Delta S_\lambda \cdot d\lambda)_{n'+1} + \sum_0^N (\Delta S_\lambda \cdot d\lambda)_{n+1} + (\Delta S \cdot d\lambda)_E \quad (5)$$

Hierin bedeutet N' bzw. N die Gesamtzahl der von der betrachteten Schicht nach oben und unten gezählten Knickpunkte.

Außer der Berechnung des Strahlungshaushaltes einzelner dünner Schichten der Atmosphäre ist noch die Feststellung der Gegenstrahlung der Atmosphäre und der effektiven Ausstrahlung des Systems Erdoberfläche—Luft in den Weltraum von großer Bedeutung. Hierfür gibt die Gleichung (20 E) die aus der Luftmasse $o - M$ gleicher Temperatur auf die schwarze Fläche auffallende Strahlung an zu:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta S_\lambda \cdot d\lambda)_g &= f \cdot 2\pi \cdot J_\lambda \cdot d\lambda \cdot k_\lambda \int_0^M dm \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta e^{-\frac{k_\lambda m}{\cos \vartheta}} d\vartheta \\ &= f \cdot \pi \cdot J_\lambda \cdot d\lambda \left[1 - e^{-\beta} (1 - \beta) - \beta^2 \int_{\beta}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right] \end{aligned} \right\} \dots \quad (20E)$$

und bei linearer Änderung der Strahlung mit der Wassermasse folgt für das zweite Glied der Gleichung (22 E):

$$\left. \begin{aligned} (\Delta S_\lambda \cdot d\lambda)_g &= f \cdot J_\lambda \cdot d\lambda \cdot \frac{2}{3}\pi \left[1 - e^{-\beta} (1 + \beta - \beta^2) - \beta^2 \int_{\beta}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right] \\ &= f \cdot 2\pi \cdot J_\lambda \cdot d\lambda \int_0^M k_\lambda m dm \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta e^{-\frac{k_\lambda m}{\cos \vartheta}} d\vartheta \end{aligned} \right\} \quad (23E)$$

Dies ergibt in der hier gewählten Schreibweise für die Wärmeaufnahme des Erdböden von der Schicht M_n bis M_{n+1} :

$$\left. \begin{aligned} (\Delta S_\lambda \cdot d\lambda)_n &= f \cdot 2\pi \cdot d\lambda \left\{ \left(J_\lambda - \left(\frac{dJ}{dm} \right)_n \cdot M_n \right) \cdot \frac{1}{2} \left[e^{-\beta} (1 - \beta_n) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - e^{-\beta_{n+1}} (1 - \beta_{n+1}) + \beta^2 \int_{\beta_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx - \beta_{n+1}^2 \int_{\beta_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{k_\lambda} \left(\frac{dJ}{dm} \right)_n \cdot m \cdot \frac{1}{3} \left[(e^{-\beta_n} - e^{-\beta_{n+1}}) (1 + \beta - \beta^2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_n^2 \int_{\beta_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx - \beta_{n+1}^2 \int_{\beta_n+1}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (6)$$

Auch hierin wird n wieder von der betrachteten schwarzen Fläche aus berechnet. Die Summe der Strahlungsanteile der einzelnen Schichten ergibt dann die Gegen-

strahlung der Atmosphäre. Auf diese Weise ist es möglich, die Gegenstrahlung für in beliebiger Höhe gelegene schwarze Flächen zu bestimmen, und so auch die Ausstrahlung von Wolkenoberflächen zu ermitteln.

Numerische Berechnung des Strahlungshaushaltes der Atmosphäre um 8 Uhr am 19. Juli 1925. Zur Berechnung eines konkreten Beispiels des Strahlungshaushaltes der Atmosphäre sei der auch schon in anderem Zusammenhang behandelte 19. Juli 1925 gewählt. Die Temperatur und Wasserdampfverhältnisse sind an diesem Tage durch einen Lindenberger Aufstieg um 8 Uhr bis 2500 m Höhe bestimmt worden. Von dort bis in die Stratosphäre hinein wurde für die Lufttemperatur der sommerliche Mittelwert nach der Zusammenstellung von Peppler¹¹⁾ eingesetzt. Der Wasserdampfgehalt in verschiedenen Höhen wurde nach der Süringschen Formel ermittelt. Es ergab sich dabei ein zwangloser Anschluß der in den unteren Schichten beobachteten Verhältnisse mit den rechnerisch bestimmten Daten in den höheren Schichten. Aus dem Dampfdruck e wurde der Wassergehalt der einzelnen Höhen ermittelt nach der Formel:

$$f = e \left(1 + \frac{16.4 - t}{273 + t} \right)$$

für die spezifische Feuchtigkeit f . Die Luftdruckreduktion nach der Tabelle 1 von Eva von Bahr ergab aus diesem tatsächlichen Wassergehalt der Atmosphäre die in der Luft absorbierend wirkende Wassermasse. Beide Kurven weichen nur wenig von der Dampfdruckkurve ab. Es lag die Kurve der spezifischen Feuchtigkeit 3 bis 10% über der Dampfdruckkurve, die der absorbierenden Wassermasse um denselben Betrag unter der Dampfdruckkurve. Das Integral der Kurve des absorbierenden Wassergehaltes der Luft liefert die Kurve der Wassermasse zwischen der betrachteten Höhe und der Erdoberfläche. Diese Verhältnisse sind in der Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2. Zur Berechnung der Strahlungsdaten erforderliche Werte für den Zeitpunkt 8 Uhr am 19. Juli 1925 über Lindenberg.

Höhe h	Luft- druck p	Tem- pera- tur t	Absorbierende Wasser- menge g/m^3	Absorbierende Wasser- masse zwischen Erdober- fläche und Höhe h M in 0.01 cm Niede- rungshöhe	Emission der schwarzen Fläche im Wellenlängen- intervall von 1μ $J_\lambda d\lambda$					Änderung der Emission mit der Wassermasse dJ/dm in	
					in $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$					$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec} \cdot 0.01 \text{ cm} (\text{Nied.})}$	
m	mm Hg	Grad	g/m^3		6.5 μ	7.4	9	25	6.5 μ	25	
122	762	+ 21.2°	13.72		2701	3455	4280	976	—	9.88	0.858
300	742	+ 24.2	12.10	26.8	2928	3720	4580	999	+	5.72	0.051
500	725	+ 23.9	11.11	46.4	2884	3618	4540	998		8.63	0.948
2000	594	+ 8.4	5.80	167.8	1950	2570	3363	883		13.02	1.64
4000	466	— 6.9	2.00	236.8	1239	1720	2400	770		12.42	4.23
5000	415	— 13.2	1.10	251.9	1014	1485	2105	726		22.00	6.20
6000	359	— 19.8	0.60	259.5	815	1218	1772	679		81.0	17.92
9000	234	— 41.2	0.11	267.2	365	595	976	541		83.3	27.21
12000	152	— 50.0	0.02	269.3	253	420	734	484			

Die betrachteten Höhenschichten sind nun so gewählt, daß sie die Knickpunkte der Kurve $J_\lambda d\lambda = f(M)$ der Intensität der schwarzen Strahlung in Abhängigkeit von der absorbierenden Masse m bis zur Höhe h ergeben. Die Intensität der schwarzen Strahlung ist dabei für das Wellenlängenintervall 1μ nach der Planckschen Formel berechnet in vier weitere Spalten dieser Tabelle eingesetzt. Als Einheit ist $\text{erg}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ gewählt. Die letzten Spalten geben noch die Werte dJ/dm , also die Änderung der Strahlung mit zunehmender Wassermasse M . Als Einheit der Wassermasse ist hier wie in der dritten Spalte dieser Tabelle der Wert 0.01 cm Niederschlagshöhe im Sinne von Fowle⁹⁾ gewählt worden.

Die Rechnung wurde nun in der Weise durchgeführt, daß die Referenzschicht in jeder der verschiedenen Höhen liegend angenommen wurde und der Wassergehalt zwischen einer jeden anderen Höhe und der Bezugsschicht ermittelt wurde. Die Multiplikation der so erhaltenen neunspaltigen Tabelle mit dem logarithmischen Absorptionskoeffizienten k_λ lieferte dann $\beta_n = k_\lambda M_n$, aus den β_n wurden dann die Tabellen für

$$e^{-\beta_n}, \beta_n \int_{\beta_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx, \beta^3 \int_{\beta_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \text{ und } (\beta_n + 1) e^{-\beta_n}$$

abgeleitet. Die Zusammenstellung der einzelnen Tabellenwerte nach den Gleichungen (4) bis (6) und (19 E) ergab dann den Strahlungsanteil der Luft und der Erdoberfläche an der Wärmebilanz der betrachteten Luftsicht. Die Ausstrahlung ist für jede Schicht durch Gleichung (16 E) gegeben. Durch ihren Abzug wurde die Wärmebilanz für eine Wasserschicht der Dicke 0.01 cm erhalten. Wenigstens für die Wellenlänge 9μ mit der kleinen Absorption $k_\lambda = 0.0021$ sei hier das Ergebnis der Wärmehaushaltsberechnung ausführlich wiedergegeben. Man erhält als Strahlungsanteil der einzelnen Höhenschichten in $\text{erg}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ die Werte (siehe Tabelle 8):

Die letzten beiden Spalten geben die Gegenstrahlung der Atmosphäre und ihren Anteil an der Ausstrahlung der Erde in den Weltraum. Beide Werte stimmen nicht ganz mit den für die Gasschicht in der gleichen Höhe berechneten Strahlungsaufnahmen überein, weil die Absorptionsverhältnisse eines Gases anders als die des schwarzen Körpers geartet sind (vgl. Emden S. 62).

Das Verhältnis der Gegenstrahlung zu der Ausstrahlung wird hier bei 9μ und $13.6 \text{ mm Dampfdruck am Boden zu } 54.9\%$ gefunden und stimmt noch nicht befriedigend mit dem von P. Dubois aus der Ausstrahlung für verschiedene Höhenwinkel berechneten Wert von 25% überein, kann aber doch als Bestätigung der eingangs abgeleiteten Beziehung zwischen der Hettnerschen und der Fowleschen Wasserdampfabsorptionskurve gedeutet werden. Nach dem gleichen Verfahren wurde nun die Wärmebilanz in verschiedenen anderen Wellenlängen berechnet. Wegen der umständlichen Rechenmethode wurden lediglich die Wellenlängen $\lambda = 6.5 \mu$ ($k = 2.37$), $\lambda = 7.4 \mu$ ($k = 0.260$), $\lambda = 9 \mu$ ($k = 0.0021$), $\lambda = 13.6 \mu$ ($k = 0.0038$), $\lambda = 20 \mu$ ($k = 0.210$), $\lambda = 25 \mu$ ($k = 0.260$) in dieser

Tabelle 3.

Die von einer Luftschicht mit 0,01 cm Wassersäule im Wellenlängengebiet von 1μ Breite um 9μ mit einem Absorptionskoeffizienten $k_l = 0,0021$ absorbierte Strahlung in $0,0021 \cdot \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$:

ausführlichen Weise berechnet. Für die großen Absorptionskoeffizienten ergab sich dabei die Erleichterung, daß bei ihnen schon von 800 m an bis etwas unter die Grenze der Troposphäre Strahlungsgleichgewicht herrscht, so daß lediglich in dem untersten und dem obersten Teil der Atmosphäre eine Wärmeemission oder Absorption noch stattfinden kann. Die auf diese Weise vollständig berechneten Werte sind in der Fig. 5 durch kleine Kreise gekennzeichnet. Diese Figur gibt den Zusammenhang zwischen Wärmebilanz und Wellenlänge für je eine dünne Schicht von 0.0001 cm Wassersäule Stärke in 12000 und 9000 m Höhe wieder.

Um auch für die übrigen Wellenlängen die Absorptionswerte wenigstens angenähert zu erhalten, wurde das folgende Reduktionsverfahren eingeschlagen: Es wurde die noch nicht mit dem Absorptionskoeffizienten multiplizierte, von unten und oben auf jede betrachtete Höhenschicht gelangende Strahlung in Abhängigkeit von der für die betreffende Schicht und Wellenlänge aus der Plankschen Formel

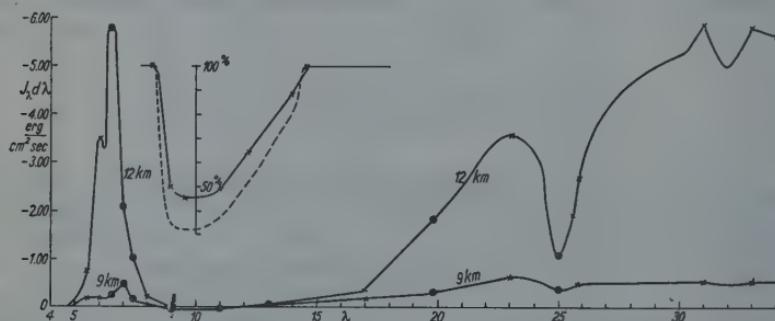


Fig. 5. Strahlungsbilanz einer 10^{-4} cm starken Wasserschicht für einen Wellenlängenbereich von 1μ in feuchter Luft in 12 und 9 km Höhe.

berechneten Emission des schwarzen Körpers graphisch aufgetragen. Hierbei zeigte sich Proportionalität zwischen der von oben und der von unten aufgenommenen Strahlung und der Emission. Durch Auffindung dieser Proportionalität wurde es möglich, die bei einer Wellenlänge gefundene Strahlungsaufnahme aus beiden Vertikalrichtungen auf eine andere mit gleichem Absorptionsvermögen zu übertragen. Um den Einfluß des Absorptionskoeffizienten allein zu ermitteln, wurde nun auf diese Weise die Strahlungsaufnahme bei 7.4 und 9μ auf die Wellenlänge 6.5μ übertragen. Es ergaben sich so Kurven für die Strahlungsaufnahme bei ein und derselben Wellenlänge in Abhängigkeit von den Absorptionskoeffizienten k_i . Drückte man die Werte in diesen Kurven in Prozenten der Emissionsstrahlung aus, so erwies sich diese Darstellung als unabhängig von der Wellenlänge. Durch dieses noch der Nachprüfung bedürfende Verfahren ließ sich der durch die ausführlichen Rechnungen gegebene Rahmen der Wellenlängenabhängigkeit der Strahlungsaufnahme und -abgabe der einzelnen Schichten auch für die übrigen Wellenlängen ausfüllen. Fig. 5 zeigt die in dieser Weise erhaltenen der Spektral-

abhängigkeit der Ausstrahlung in verschiedenen Höhen der Atmosphäre. Eine strichpunktiert eingetragene Kurve gibt auch die Gegenstrahlung der Atmosphäre gegen den Erdboden. Bei ihrer Berechnung wurden die Werte für die Wärmeaufnahme der Gasschicht am Erdboden in dem durch die Tabelle 4 gegebenem Verhältnis auf die Gegenstrahlung reduziert. Zum Vergleich ist noch die Kurve von P. Dubois punktiert gegeben, wodurch eine zweckmäßige Gegenüberstellung der auf so verschiedene Weise berechneten Spektren der Gegenstrahlung erreicht wird.

Einige Folgerungen. Der in dieser Arbeit gegebene Versuch einer Berechnung der Spektralverteilung der Wärmebilanz in der Atmosphäre reizt zu Überlegungen über die das Zustandekommen der Stratosphäre bewirkenden Vorgänge. Eine umfassende Untersuchung dieser Frage kann allerdings erst unternommen werden, wenn auch die Wärmeaufnahme der Atmosphäre durch

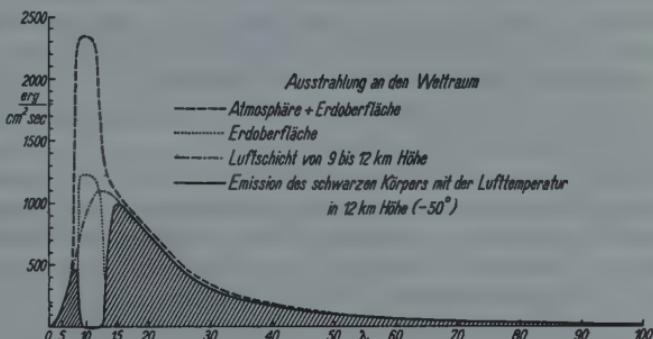


Fig. 6. Strahlungsabgabe an den Weltraum für einen Wellenlängenbereich von 1μ von Erdoberfläche und Atmosphäre.

die Sonnenstrahlung theoretisch berechnet ist. Hierfür sind die physikalischen Voraussetzungen durch die Arbeiten von Paschen, Hettner und Fowle in ebenso guter Weise wie für die hier untersuchte Ausstrahlung gegeben, und die wichtigen Strahlungsflüge Büttners¹³⁾ haben uns auch Aufschlüsse über die Intensität der Sonnenstrahlung bei klarem Wetter in verschiedenen Höhen bis zu 6000 m erbracht. Derartige Untersuchungen seien einer späteren Arbeit vorbehalten. Aus den hier erhaltenen Rechnungsergebnissen kann man jedoch schon Aufschlüsse über das Verhalten der Atmosphäre bei Abwesenheit einer kurzweligen Strahlungsquelle, also bei Nacht erhalten. In den in Fig. 6*) aus diesen Berechnungen gefolgerten Kurven der Emission der verschiedenen Atmosphärenschichten fällt es nun besonders auf, daß der weitaus größte Teil der Ausstrahlung von der Substratosphäre abgegeben wird. Die Tatsache, daß auch noch in der Höhe von 9000 m eine nicht unerhebliche Emission stattfindet, zeigt hierbei, daß auch noch

*) Die Figur entspricht der qualitativen Fig. 3 der Simpsonschen zitierten Arbeit.

tiefer gelegene Schichten der Substratosphäre an der Ausstrahlung beteiligt sind. Dieser dauernd wirkende Wärmeverlust liegt in der Größenordnung der Hälfte der Wärmezufuhr durch die Sonnenstrahlung, hat also eine ganz erhebliche Abkühlung der Substratosphäre zur Folge, die allerdings wegen der geringen spezifischen Feuchtigkeit in diesen Höhen sich nicht in so großem Umfange auswirken kann wie die Aufnahme der Sonnenstrahlung durch die Erdoberfläche. Diese Abkühlung muß ein dauerndes Absinken dieser Schichten nach unten zur Folge haben, in ganz entsprechender Weise, wie durch die Erwärmung des Erdbodens durch die Sonnenstrahlung vom Erdboden aus aufsteigende Luftströme entstehen. Diese absteigenden Luftströme unterliegen der adiabatischen Erwärmung und sind wohl mit als die Ursache des außerordentlich hohen, fast adiabatischen Temperaturgradienten unmittelbar unter der Stratosphärengrenze anzusehen. Die Stratosphäre selbst beginnt dann anscheinend in den Höhen, wo der Wasserdampfgehalt und damit die die Abkühlungsgeschwindigkeit bestimmende spezifische Feuchtigkeit so klein wird, daß während einer Nacht eine nennenswerte Temperaturverminderung nicht mehr stattfinden kann. Dies führt zu der Folgerung, daß die Höhe der Stratosphäre außer mit dem Grade der Erwärmung der Erdoberfläche und der unteren Atmosphärenschichten durch die Sonnenstrahlung auch noch mit dem Wassergehalt der Atmosphäre ansteigt.

Zusammenfassung. In der vorliegenden Arbeit wird versucht, den Strahlungshaushalt der Atmosphäre im langwelligen Gebiet auf Grund der aus physikalischen Untersuchungen bekannten Absorptionsdaten des Wasserdampfes, der als einziges absorbierendes Medium angenommen wird, ohne irgend welche einschränkenden Voraussetzungen zu berechnen. Hierzu mußten die von Fowle für die Absorption feuchter Luft erhaltenen Messungsergebnisse aus den einen wesentlich größeren Spektralbereich umfassenden, aber an heißem Wasserdampf gemessenen Absorptionskurven von Hettner ergänzt werden. Für die theoretischen Rechnungen konnten die Formeln von Emden entsprechend umgestaltet werden. Die numerische Ausrechnung erstreckte sich auf die Strahlungsbilanz dünner Atmosphärenschichten in verschiedenen Höhen, die Spektralabhängigkeit der atmosphärischen Gegenstrahlung und der Strahlungsemision der Erdoberfläche und der Luft an den Weltraum. Die Untersuchungen wurden dabei nur für ein Beispiel durchgeführt, nämlich für den Zustand der Atmosphäre um 8 Uhr am 19. Juli 1925. Die Ergebnisse dieser Rechnungen geben interessante Einblicke in die Vorgänge an der unteren Stratosphärengrenze.

Literatur

- 1) R. Emden: Über Strahlungsgleichgewicht und atmosphärische Strahlung. Sitzungsberichte der Bayrischen Akademie d. Wissenschaften, Math.-Physikal. Klasse, Jahrgang 1913, S. 55 bis 142.
- 2) G. C. Simpson, Further Studies in Terrestrial Radiation, Memoirs of the Royal Meteorological Society, Vol. III, Nr. 21.
- 3) R. Mügge: Meteorologische Zeitschr. 1929. Heft 12.
- 4) Falkenberg und Stöcker: Beitr. zur Physik d. fr. Atmosphäre, Bd. XIII.

5) P. Dubois: Nächtliche effektive Strahlung, Gerlands Beitr. z. Geophys. **22**, Heft 1/2, 1929.

6) Paschen: Annalen der Phys. u. Chemie **51**, 51 (1894).

7) Rubens und Aschkinass: Annalen der Phys. u. Chemie **64**, 584 (1898).

8) Hettner: Über das ultrarote Absorptionsspektrum des Wasserdampfes. Dissertation Berlin 1918.

9) F. E. Fowle: Water-vapor transparency to low-temperature radiation. Smithsonian miscellaneous collections, Vol. **68**, Nr. 8.

10) Eva von Bahr: Ann. der Phys. **29**, 780 (1909); **33**, 585 (1910).

11) Peppler: Beiträge zur Phys. d. freien Atmosph., Bd. IV, S. 224.

12) Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie.

13) K. Büttner: Strahlungsversuche im Flugzeug. Beiträge zur Phys. d. freien Atmosph. **16**, 156, 1930.

Ein Universal-Induktionsmagnetometer

Von W. Uljanin, Kasan*). — (Mit zwei Abbildungen)

Einleitung. Im Jahre 1915 habe ich **) eine Induktionsmethode angegeben zur Messung der Intensität des erdmagnetischen Feldes. Es ist mir gelungen, sie auszubilden und ein Instrument zu konstruieren, welches alle drei Elemente, die Intensität und die beiden Richtungswinkel des Erdfeldes, zu bestimmen gestattet. Das Magnetometer läßt sich leicht transportabel herstellen, so daß es auch für genaue Feldarbeit verwendet werden kann.

Vor einigen Jahren hat D. la Cour***) eine besondere Induktionsmethode zur Messung der Vertikalkomponente angegeben und einen speziellen Apparat konstruiert, der recht genaue Messungen gestattet. Er ist besonders für Stationen höherer Breiten wertvoll, aber infolge seiner Kompliziertheit wahrscheinlich nur für Observatoriumgebrauch gedacht.

Die von mir angewendete Methode zur Messung der Intensität des Erdfeldes beruht auf der vollständigen Kompensation dieses Feldes durch das Feld einer stromdurchflossenen Spule. Der dazu notwendige Strom wird mit der nötigen Genauigkeit durch Kompensation eines Normalelementes gemessen. Von den verschiedenen Mitteln, welche die Abwesenheit eines magnetischen Feldes zu konstatieren gestattet, ist die Induktion besonders vorteilhaft, weil sie unmittelbar zur Messung jeder beliebigen Komponente des Erdfeldes dienen kann.

Es hat sich herausgestellt, daß am zweckmäßigsten für den vorliegenden Zweck ein Instrument mit meßbarer Neigung der Drehachse der Induktionsspule ist. Infolgedessen wurde der im Kasaner Magnetischen Observatorium vorhandene

*) W. Uljanin: Journ. russ. Phys.-Chem. Ges. **58**, 695 (1926) (vorläufige Mitteilung, russisch). Journ. f. techn. Phys. **8**, 493 (1927) (kurze Mitteilung Kissinger Physikertag 1927).

) W. Uljanin: Recueil Géoph. **2, 51 (1915) (russisch); Terr. Magn. **24**, 118 (1919).

***) D. la Cour: Terr. Magn. **31**, 153 (1926).

Induktionsinklinator von Schulze diesem Zwecke angepaßt. Diese Anpassung gestattet natürlich ungehindert, wie früher den Inklinationswinkel zu bestimmen. Nun habe ich*) für die Messung der Inklination eine Multiplikationsmethode angegeben, die sich übrigens gut bewährt hat und seit Jahren am Kasaner Magnetischen Observatorium eingeführt ist, welche unter anderem den wichtigen Vorteil besitzt, daß dabei die auf die Spule induzierend wirkende Feldkomponente nach Größe und Richtung untersucht wird. Dies ermöglicht eine Einstellung der

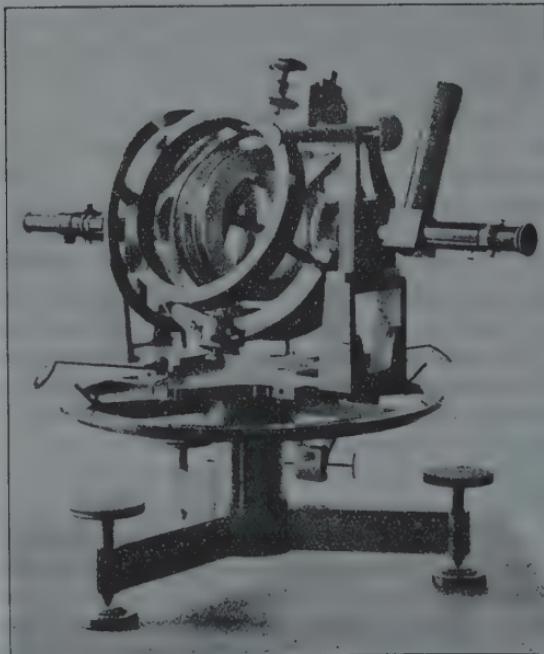


Fig. 1

Rotationsachse nicht nur in die richtige Inklinationsrichtung, sondern zugleich in die Meridianebene. Diese Einstellung in die Meridianebene ist genau genug, um sie zur Bestimmung der Deklination zu benutzen. Somit entsteht die Möglichkeit, ein Induktionsmagnetometer zu verwirklichen zur Bestimmung aller drei Elemente des Erdmagnetismus.

Beschreibung des Instrumentes. Der umgebaute Induktionsinklinator (Fig. 1) hatte einen grob geteilten Horizontalkreis, der nur dazu diente, bei Bestimmung der Inklination das Instrument mittels einer Magnettadel angenähert

*) W. Uljanin: Terr. Magn. **24**, 113 (1919); Ber. d. Kasaner Phys. Math. Ges. 1922 (russisch).

in die Meridianebene zu bringen. Für die Messung der Deklination ist eine feinere Einstellung nötig. Es wurde deshalb das ganze Instrument von dem ursprünglichen Kreis abgenommen und auf einen vorhandenen alten Teilkreis von etwa 25 cm Durchmesser (Nonius 10'') montiert. Zum Anvisieren einer Mire oder der Sonne wurde ein kleines gebrochenes Fernrohr (von G. Heyde, Dresden) an das dem Vertikalkreis entgegengesetzte Ende der Horizontalachse befestigt.

Endlich wurden auf beiden Seiten des die Induktionsspule tragenden Ringes zwei Kompensationsspulen von 18 cm Durchmesser und von zusammen etwa 200 Ohm Widerstand in Helmholtzanordnung derart befestigt, daß sie die freie Drehung sowohl der Induktionsspule als auch des sie tragenden Ringes zulassen. Nun ist das magnetische Feld der Helmholtzspulen bei weitem nicht homogen in dem großen Raum, den die Induktionsspule bei ihrer Drehung bestreicht. Dies machte sich dadurch bemerkbar, daß verschiedene Bereiche der Drehung entgegengesetzte Induktionsströme gaben, d. h. an einigen Stellen des von der Spule bestrichenen Raumes war das Erdfeld über-, an anderen unterkompensiert. Es wurde versucht, die Induktionsspule durch eine kleinere zu ersetzen, bis zu 3.5 cm Durchmesser, aber ohne merklichen Erfolg. Die Inhomogenität wirkte noch störend, während die Empfindlichkeit abnahm. Deshalb wurde die ursprüngliche Induktionsspule gelassen und dieselbe nur innerhalb eines Winkels von etwa 15° hin- und hergedreht. In diesem Gebiet war das Spulenfeld genügend homogen, um eine vollständige Kompensation des Erdfeldes zu ermöglichen.

Neulich hat G. Fanselau*) das Feld einer Kombination von vier Spulen berechnet, welche bei gleichen Dimensionen eine Homogenität bedeutend größerer Ausdehnung ergibt als die Helmholtzspulen. Möglicherweise wird eine derartige vierspulige Anordnung für die hier beschriebene Kompensationsmethode vorteilhaft sein, wenn sie in konstruktiver Hinsicht nicht zu große Schwierigkeiten macht.

Gebrauch des Instrumentes. Begonnen wird mit der Bestimmung der Inklinationsrichtung**). Die Rotationsachse der Induktionsspule wird angenähert in die Feldrichtung gebracht und durch Hin- und Herdrehen der Spule zwischen zwei Arretiren in einem Winkel von etwa 140° das schwachgedämpfte Galvanometer (Duboist-Rubens mit leichtestem Magnetsystem) in Schwingungen versetzt. Verschiedene Stromrichtung in der Nähe der beiden Arretire deuten auf eine ungenaue Meridianeinstellung. Ganz systematisch wird die Rotationsachse der Meridianebene und der Inklinationsrichtung genähert mit einer Genauigkeit, welche von der Empfindlichkeit des Galvanometers abhängt. Zur Bestimmung der Deklination ist noch ein Anvisieren der Mire auf dem Observatorium oder der Sonne oder des Polarsterns bei Feldmessungen nötig. Eine Wiederholung der ganzen Messung nach Drehung des Apparates um 180° um die vertikale Achse eliminiert unter anderem einen etwaigen

*) G. Fanselau: Zeitschr. f. Phys. 54, 260 (1929). Vgl. auch R. Bock, ebenda, S. 257.

**) Das Nähere siehe l. c. der vorhergehenden Anmerkung.

Fehler der Parallelität der Ebene des Fernrohres und der Ebene der Rotationsachse der Induktionsspule.

Sofort nach richtiger Einstellung der Drehungssachse der Spule und Ablesung des Vertikal- und Horizontalkreises wird zur Messung der Intensität geschritten. Es kann die Horizontal- oder Vertikalkomponente oder die Totalintensität gemessen werden, wozu man die Achse vertikal, horizontal oder senkrecht zur eben ermittelten Inklinationsrichtung einstellt. Das Schema für die Intensitätsmessung zeigt Fig. 2. Es bedeuten: J die Induktionsspule, H die Helmholtzspulen, G das Galvanometer, welches durch den Schalter S mit der Induktionsspule verbunden oder in den Normalelementenkreis eingeschaltet werden kann. E ist ein Weston'sches Normalelement und A ein Bleiakkumulator, welche durch einen Doppelkommutator KK_1 zusammen umgeschaltet werden können. R ist ein als Normalwiderstand dienender Kurbelrheostat und r ein kalibrierter, auf Marmor gewickelter Brückendraht. W ist ein Gleitwiderstand zum groben und P zwei Platindrähte mit Quecksilberbrücke zum feinen Regulieren des Stromes in den Helmholtzspulen. Q ist ein Kommutator, der zugleich mit KK_1 zu wenden ist, und Z ein Stromschlüssel.

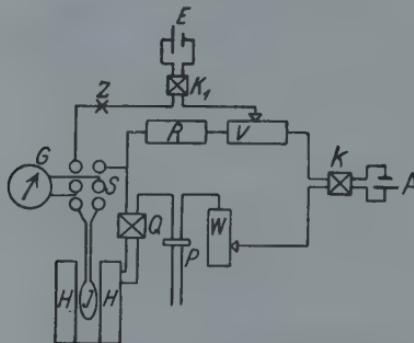


Fig. 2

draht. W ist ein Gleitwiderstand zum groben und P zwei Platindrähte mit Quecksilberbrücke zum feinen Regulieren des Stromes in den Helmholtzspulen. Q ist ein Kommutator, der zugleich mit KK_1 zu wenden ist, und Z ein Stromschlüssel.

Die Messung geschieht in folgender Weise. Beim Hin- und Herdrehen der Induktionsspule wird durch passende Regulierung von W und P erreicht, daß das Galvanometer keinen Induktionsstrom mehr anzeigt. Dann wird das Galvanometer in den Normalelementenzweig eingeschaltet und durch Drehen der Walzenbrücke der Zusatzwiderstand r so abgeglichen, daß das Galvanometer keinen Strom mehr anzeigt. Die Messung wird wiederholt nach Drehung der Kommutatoren KK_1 und Q . Wie schon gesagt, wird die Messung aller drei Elemente noch einmal ausgeführt nach Drehung des Apparates um 180° um die vertikale Achse. Die jeweilige Feldintensität ergibt sich einfach:

$$I = \frac{CE}{R+r},$$

wo E die elektromotorische Kraft des Normalelementes, $R + r$ den Normalwiderstand und C die Instrumentalkonstante bedeuten. Diese läßt sich bestimmen aus Messungen bei bekannten Werten der Intensität I , welche auf dem Observatorium durch richtig funktionierende Variationsinstrumente jederzeit gegeben ist.

Zur raschen Arbeit, um jedesmal zu wissen, in welchem Sinne die Änderung der Einstellungen zu erfolgen hat, ist es vorteilhaft, eine kurze Vorschrift folgender Art bei der Hand zu haben. 1. Bezeichnungen. a) Rechtes Arretir heißt dasjenige, an welches die Induktionsspule stößt bei ihrer Rechtsdrehung. b) Die Wirkung heißt $+$, wenn Rechtsdrehung (der Spule, der Walzenbrücke) Galvanometerausschlag nach großen Zahlen gibt. 2. Regeln (bei bestimmter vorgeschriebener Klemmenverbindung des Galvanometers). A. Bei Bestimmung der Richtung. a) Bei $+$ -Wirkung zwischen beiden Arretiren ist der Vertikalkreis nach großen Zahlen zu drehen. b) Bei Stellung des Vertikalkreises nach Westen ist bei $+$ -Wirkung am rechten und $-$ -Wirkung am linken Arretir der Horizontalkreis nach großen Zahlen zu drehen. B. Bei Bestimmung der Intensität. a) Bei Stellung des Vertikalkreises nach Westen ist die Induktionswirkung des Erdfeldes $+$. b) Bei Stellung des Doppelkommutators KK_1 nach rechts ist die Wirkung der Walzenbrücke $+$.

Prüfung des Instrumentes. Vor allem mußte experimentell untersucht werden, ob nicht die ungenügende Homogenität des Feldes der Helmholtzspulen eine Fehlerquelle bei der Bestimmung der Intensität des Erdfeldes darstellt. Um festzustellen, inwieweit die Instrumentalkonstante C wirklich konstant bleibt bei der Messung von Feldern verschiedener Intensität, wurde eine Reihe von zusammenhängenden Bestimmungen der horizontalen und vertikalen Komponente sowie der Totalintensität des Erdfeldes gemacht. Das Verhältnis von V und H konnte mit dem am Instrumente direkt gemessenen Inklinationswinkel verglichen werden, andererseits die Werte dieser zwei Komponenten mit dem gemessenen Werte von T . Es bestehen die einfachen Beziehungen:

$$V = \frac{CE}{R_V}, \quad H = \frac{CE}{R_H}, \quad T = \frac{CE}{R_T}.$$
$$J = \operatorname{arctg} \frac{R_H}{R_V} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (1)$$

$$\frac{I}{R_H^2} + \frac{I}{R_V^2} = \frac{I}{R_T^2} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (2)$$

Die Beziehung (1) wurde an einer Reihe von 17, die Beziehung (2) an einer solchen von 26 Messungen geprüft, und beide wurden im allgemeinen gut bestätigt. Es ist wohl überflüssig, die Resultate ausführlich mitzuteilen, es genügt anzugeben, daß die mittlere Abweichung bei (1) $1.2'$ und bei (2) 0.08% beträgt. Dabei ist aber

zu bemerken, daß diese Abweichungen eine ausgesprochen bestimmte Richtung haben, nämlich:

$$13 \text{ von } 17 \text{ Fällen ergeben } J > \arctg \frac{R_H}{R_V},$$

$$22 \quad " \quad 26 \quad " \quad " \quad \frac{I}{R_T^2} > \frac{I}{R_H^2} + \frac{I}{R_V^2}.$$

Wodurch diese kleinen systematischen Abweichungen bedingt sind, läßt sich schwer sagen. Vermuten kann man, daß bei den verschiedenen Stellungen der Helmholtzspulen (auf paraffinierte Holzringe gewundene Drahtspulen) bei der Messung von H , V und T dieselben sich etwas verbiegen. Jedenfalls haben so kleine Abweichungen keine praktische Bedeutung und wir können die Konstante C als unabhängig von der Intensität des zu messenden Feldes annehmen. Dies wird übrigens, wie wir sehen werden, auch durch die direkte Bestimmung von C aus H - und T -Messungen bestätigt.

Messungen mit dem Instrument. Während die Bestimmung der Inklinations nichts Neues bietet, ist es interessant, zu sehen, welche Genauigkeit der Bestimmung der Deklination auf unserem Instrument zukommt. Es muß hier bemerkt werden, daß die Induktionsmethode prinzipiell einen größeren Fehler für die Deklination als für die Inklinationsrichtung gibt, und dieses Verhältnis wächst mit der

Breite. Es ist nämlich $\frac{\Delta D}{\Delta J} = \frac{1}{\cos J}$ bei uns etwa = 3.

Seit dem Jahre 1927 werden am Kasaner Magnetischen Observatorium neben den absoluten Messungen mit den übrigen Apparaten regelmäßig die Bestimmung aller drei Elemente mit dem Induktionsmagnetometer ausgeführt. 34 solcher Bestimmungen der Deklination (vom Juli 1928 bis Juli 1929) ergaben für den Basiswert des Unifilars $D = 90^\circ 36' \pm 0.28'$, während die am gewöhnlichen Deklinator erhaltene Größe $D = 90^\circ 39' \pm 0.18'$ beträgt. Der mittlere Fehler einer einzelnen Beobachtung von D mit dem Induktionsmagnetometer ergab sich zu $1.46'$.

Außer den früher erwähnten zusammenhängenden Messungen von H , V und T wurde bei den regelmäßigen Beobachtungen bis zum Sommer 1929 die Totalintensität gemessen, seitdem aber ausschließlich die Horizontalkomponente. Dieses Material wurde benutzt, um die Konstante C aus T - und H -Messungen zu berechnen. Die jeweiligen Werte von T und H sind den Angaben der Variationsapparate entnommen. In folgender Tabelle sind die für verschiedene Zeitperioden berechneten Werte von C zusammengestellt.

Juli bis November 1928	$C_T = 49.546 \pm 0.004$
November 1928 bis Juni 1929 . .	$C_T = 49.637 \pm 0.008$
Juni bis August 1929	$C_T = 49.532 \pm 0.005$
August bis November 1929	$C_H = 49.576 \pm 0.006$
November 1929 bis März 1930 . .	$C_H = 49.708 \pm 0.006$

Der mittlere Fehler einer einzelnen Messung von C berechnet sich aus der ersten Reihe der Tabelle zu ± 0.018 , was für H einem Fehler von 6γ entspricht.

Erstens sehen wir, daß trotz der starken zeitlichen Änderung von C doch zwischen C_T und C_V kein deutlicher Unterschied hervortritt. Dies bestätigt einigermaßen den aus der Prüfung der Beziehungen (1) und (2) gezogenen Schluß über die Unabhängigkeit von C von der Intensität des zu messenden Feldes. Was aber die verhältnismäßig starke zeitliche Änderung der Konstanten C betrifft und den großen mittleren Fehler, der auf unregelmäßige Schwankungen von C deutet, so kann man dies meiner Ansicht nach nur erklären als die Folge einer ungenügenden Festigkeit der Helmholtzspulen und ihres Aufbaues und ihrer Veränderlichkeit durch Temperatur- und Feuchtigkeitsschwankungen. Und in der Tat muß die Herstellung dieser Spulen als nicht sehr zweckmäßig bezeichnet werden. Da passender eisenfreier Messingguß nicht zu haben war, war ich genötigt, mit paraffiniertem Birkenholz auszukommen. Aus solchem wurden zwei ringförmige Spulen abgedreht und darauf in eine passende Nute die Drahtwindungen gelegt. Diese Holzringe wurden mittels Messingstutzen an den die Induktionsspule tragenden Ring befestigt. Wahrscheinlich ist eine Form- und Dimensionsänderung des Spulenkörpers sowie kleine Verschiebungen der einzelnen Drahtwindungen möglich.

Um das Instrument von diesem Fehler möglichst zu befreien, sollen die Holzspulen durch massive Messingspulen ersetzt und der Zwischenraum zwischen den Drahtwindungen mit Schellack ausgefüllt werden, um sie vor Feuchtigkeit zu schützen und ihre unveränderliche Lage zu sichern. Eine solche Maßnahme hat sich sehr gut bewährt bei meinem elektrischen Magnetometer*) zur Messung der Horizontalintensität. Bei einwandfreier Konstruktion der Helmholtzspulen, welche die Unveränderlichkeit ihrer Form und Lage sichert, kann die Konstante C nur eine Funktion der Temperatur sein.

Das projektierte Induktionsmagnetometer. An dem aus dem Schulzeschen Inklinator umgebauten Instrument wurde die Induktionsmethode der Deklinations- und Intensitätsmessung allseitig geprüft. Die dabei gemachten Erfahrungen führen zu folgendem Projekt des Universal-Induktionsmagnetometers. Der die Induktionsspule tragende, um eine horizontale Achse drehbare Ring ist zu einem zylinderförmigen Gußkörper ausgebildet mit großen Auspaarungen, der eigentlich aus drei zusammenhängenden koaxialen Ringen besteht. Die zwei äußeren sind mit eingedrehten Nuten versehen zur Aufnahme der zwei Spulen von 16 cm Durchmesser, der mittlere Ring trägt die Agatachsenlager für die Induktionsspule von 6 cm Durchmesser. Der Ringkörper ist um eine horizontale Achse drehbar. Die beiden Teilkreise sollen genau wie der Vertikalkreis des Schulzeschen Inklinators sein, mit Ablesemikroskopen. Das kleine Fernrohr wie oben angegeben. Zu dem Instrument gehört noch ein besonderer Kasten mit den Regulierwiderständen, dem Normalwiderstand und der Walzenbrücke, dem Normalelement und dem Akkumulator.

Das Induktionsmagnetometer ist an und für sich ein portatives Instrument. Einige Schwierigkeit in dieser Hinsicht bietet das hochempfindliche Galvanometer vom Thomsontypus, dessen astatisches Magnetsystem sich leicht und sicher

*) W. Uljanin: Terr. Magn. 34, 199 (1929).

arretieren lassen muß. Da zur Erreichung der nötigen Genauigkeit die eben noch beobachtbaren kleinen Ausschläge des Galvanometers berücksichtigt werden müssen, wäre vielleicht eine Verstärkung der Induktionsströme durch Elektronenröhren anwendbar, um größere Ausschläge eines weniger empfindlichen Galvanometers zu erhalten.

Schlußfolgerungen. Das hier beschriebene Universal-Induktionsmagnetometer gestattet alle drei Elemente des Erdmagnetismus mittels Induktion zu bestimmen. Damit ist unter anderem bewiesen, daß der Stahlmagnet mit seinem veränderlichen magnetischen Moment bei erdmagnetischen Messungen vollständig zu entbehren ist. Zunächst wurde er durch Einführung des Erdinduktors von der Messung der Inklinations befreit, dann kam man dazu, die Horizontalkomponente anstatt mit dem Felde eines Stahlmagnets mit dem einer stromdurchflossenen Spule zu vergleichen, und schließlich erscheint er auch überflüssig zur Bestimmung der Deklination.

Das Induktionsmagnetometer ist kein im strengen Sinne absolutes Instrument. Es ist aber ein Gebrauchsinstrument, welches imstande ist, den absoluten Wert der Intensität zu liefern, wenn die Unveränderlichkeit seiner Konstanten gesichert ist, und diese experimentell bestimmt sind entweder durch Messung eines anderswie bekannten Erdfeldes oder durch Vergleich mit einem speziell zu diesem Zwecke konstruierten Normalinstrument. In diesem Sinne verdient es unbedingt das Prädikat „absolut“ (*).

Zum Schluß wollen wir versuchen, die Frage zu beantworten, welche Verwendung das Induktionsmagnetometer haben kann. Im Observatorium, wo es auf Universalinstrumente weniger ankommt, wird es zur Messung der Intensität nicht gebraucht werden, wenn wie gewöhnlich die Horizontalkomponente bestimmt werden soll. Dazu ist das elektrische Magnetometer vorzuziehen. Aber nicht überall ist es vorteilhaft, die Horizontalkomponente zu messen. In höheren Breiten, wo H klein ist, ist die Vertikalkomponente vorzuziehen. Prinzipiell am rationellsten wäre es, überall die Totalintensität zu messen. Dazu kann das Induktionsmagnetometer dienen, dann aber selbstverständlich zugleich zur Bestimmung der Inklinations und Deklination. Für Feldarbeit aber glaube ich, daß das Induktionsmagnetometer als Universalinstrument gute Verwendung finden wird, unabhängig davon, welche Komponente bestimmt werden soll. Allgemein anerkannt ist der Vorzug des Erdinduktors vor dem Nadelinklinator; auch bei Feldarbeit kommt er immer mehr zur Verwendung. So enthält das bekannte Universalmagnetometer der Carnegie Institution, das speziell für Feldarbeit bestimmt ist, jetzt einen Induktionsinklinator anstatt des früheren Nadelinklinators. Somit enthält jede solide magnetische Ausrüstung einen Induktionsinklinator mit passendem Galvanometer. Anstatt nun noch ein besonderes elektrisches Magnetometer mit Zubehör und ein Deklinatorium mitzuführen, ist es sicherlich vorteilhafter, den Erdinduktor durch ein Universal-Induktionsmagnetometer zu ersetzen.

*) Näheres über „absolute“ und „Gebrauchsinstrumente“ siehe Terr. Magn. 24, 121 (1929).

Kasan, Juni 1930.

Der große Staubfall vom 26. bis 29. April 1928 in Südosteuropa

Von Edward Stenz*), Lwów — (Mit 1 Karte)

In dieser Arbeit sind die Ergebnisse der Untersuchungen über den im südöstlichen Europa in den Tagen vom 26. bis 29. April 1928 niedergefallenen Staub zusammengestellt. Die chemischen in Polen und Rumänien angestellten Analysen haben den sedimentären Charakter des Staubes erwiesen. Der reichliche in Polen eingezogene Informationsstoff gestattete eine angenäherte Bestimmung des Gebietes, das der Staubeinfall einnahm, und auch der Menge des niedergefallenen Staubes. Zum Schluß der Arbeit bemüht sich der Verfasser, die Behauptungen zu begründen, daß der Staub aus dem unteren Dnjeprgebiet stammt und daß er durch den Orkan hervorgerufen wurde, der in der Ukraine in der Nacht vom 25./26. April wütete, im Gegensatze zu Ansicht Rodewalds, der die Ursprungsstätte des Staubes nach Kleinasien verlegt

1. Beschreibung der Erscheinung. Es unterliegt schon keinem Zweifel mehr, daß der Staubfall, über den wir an anderer Stelle¹⁾ eine kurze vorläufige Mitteilung gemacht hatten, zu Erscheinungen gehört, die sich in Europa in großem Maßstabe abgespielt haben. Wenn auch die Erscheinung hinsichtlich der Oberfläche, auf der sie in Europa diesmal auftrat, dem großen Staubfall vom 9. bis 12. März 1901 nicht gleichkommt, so übertrifft sie diesen jedoch bei weitem an Intensität, und erscheint es uns daher von Nutzen, an dieser Stelle Ausführungen hierüber zu geben. Ein eingehendes Studium der Erscheinung veröffentlichen wir in den Mitteilungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Lwów, unter spezieller Berücksichtigung der Ergebnisse von Untersuchungen, die in Polen durchgeführt wurden.

Der Verlauf der Erscheinung in Ostgalizien war ungefähr folgender. Am 26. April 1928 fiel nachmittags in den Bezirken Tarnopol und Stanislawów ein Staubregen bei gleichzeitiger starker Abnahme der Tageshelle, der stellenweise während des Regens schlammartig zu Boden fiel. In der Nacht vom 26 zum 27. April drang er nach Lwów (Lemberg) vor, wo er in trockenem Zustande die Dächer der Häuser, Straßen und Umgebung mit einer dünnen Schicht eines feinen braunen Staubes überzog. Schon frühmorgens, am 27. April, zeigte die Tageshelle einen eigenartigen Charakter: trotzdem der Himmel mit einer verhältnismäßig dünnen Schicht hoher Wolken bedeckt war, war das diffuse Tageslicht sehr verdunkelt und hatte einen bestimmten gelblichen Farbton, der gewissermaßen an eine partielle Sonnenfinsternis erinnerte. Die eigentümliche Licht-

*) Zur Ad. Schmidt-Festschrift gehörig.

erscheinung hielt den ganzen Tag an, sie wurde hervorgerufen durch schmutzig-gelbe Staubwolken, die sich ziemlich tief über der Stadt erstreckten. Abends, trotz klaren Himmels, ging die Sonne über eine Stunde früher unter. Sie stellte sich als silberweiße Scheibe dar auf dem Hintergrunde einer das Licht stark streuenden Trübungsschicht.

In stärkerem Maße traten diese Erscheinungen in Rumänien, besonders in der Bukowina und in Bessarabien auf. Nach Mitteilungen des Prof. N. Steleanu²⁾ von der Universität in Cernăuti „regnete es am 26., um 18 Uhr 30 Minuten, stärker als vorher und um 14 Uhr bekam der Himmel plötzlich eine ganz veränderte Farbe, indem er ein gelbes, diffuses Licht verbreitete. Ganz dunkle, grau-braune Wolken jagten heran, offenbar unterhalb des Nimbus, der stellenweise noch zum Durchbruch kommen konnte. Es wurde so finster, daß man Licht machen mußte... Der Regen brachte nun eine Art dunklen Schlammes herab, der alsbald alles überzog. Als es um 17 Uhr zu regnen aufhörte, war die Höhe der lockeren Schlammsschicht etwa 3 mm. Der Schlamm stellte sich als eine sehr feine Substanz dar, die sich schlüpfrig und auch etwas klebrig anfühlte. Die Farbe war schwärzlich-braun... Von 17 Uhr an fiel nun ein feiner Staub, vorerst noch etwas feucht, dann aber immer trockener. Dies hielt so die ganze Nacht hindurch an und auch am nächsten Tage, den 27., ging Staub nieder... Am Morgen des 27. hatte alles eine braune Staubdecke, die etwa 1.5 mm dick war...“

Ähnliche Mitteilungen aus anderen Ortschaften Nordrumäniens macht C. Ioan³⁾.

Der Staubfall und Schlammregen riefen überall, besonders auf dem Lande, große Aufmerksamkeit, die stellenweise geradezu in eine Panik ausartete, hervor. Da der Staubfall gleichzeitig mit dem katastrophalen Erdbeben auf dem Balkan und dem Ausbruch eines griechischen Vulkans auftrat, meinte man zuerst, die Staubfälle seien durch Vulkanaustrich hervorgerufen. Diese Ansicht hält sogar bis jetzt noch H. Reck aufrecht⁴⁾.

2. Eigenschaften des Staues. Die kurz nach der Erscheinung durch Smulikowski ausgeführte und von Tokarski veröffentlichte⁵⁾ chemische Analyse des in Lwów niedergefallenen Staues zeigte, daß der Staub nicht vulkanischen Ursprungs sein kann. Der Staub setzt sich in der Hauptsache aus einem feinkörnigen Quarzsand (76.4%), einer Menge Tonerde (20.4%), Carbonaten (2.4%), Sulfaten (0.2%) und Phosphaten (0.6%) neben einer Menge organischer Bestandteile zusammen.

In der Tabelle 1 sind die Resultate der chemischen Analyse des Staubmaterials zusammengestellt. Die Daten für den Staub aus Kraków und Ropienka (Kreis Lisko, Bezirk Lwów) wurden der ausführlichen Arbeit des Prof. Kreutz⁶⁾ entnommen, die Daten für Cernăuti und Botosani — den rumänischen Mitteilungen²⁾ 7). Der Vergleich der Werte zeigt, daß es sich um ein Gebilde von ungefähr konstanter Zusammensetzung handelt, unabhängig von der Herkunft der Staubprobe. In der letzten Spalte ist die Zusammensetzung für einen

Tscharnosiemboden (Schwarzerde) von Tobolsk, nach dem Werke Glinkas: „Die Typen der Bodenbildung“, angegeben. Aus diesem Vergleich folgt, daß das Staubmaterial demjenigen der russischen Schwarzerde sehr ähnelt. Außerdem findet Kreutz große Ähnlichkeit mit der Zusammensetzung des Staubes in Madison, Wisconsin, 19. März 1920, welchen A. Winchell aus dem Löß des Mississippiales ableitet. Die Resultate der Analysen zeigen unzweifelhaft, daß der Stoff des Staubes sedimentären Ursprungs ist. Es soll hier betont werden, daß, wenn man von der Anschauung Recks absieht, alle Geologen und Mineralogen, die sich mit dieser Frage beschäftigt haben, in dieser Hinsicht einig sind.

Tabelle 1. Chemische Analyse des Staubmaterials (Gewichts-%)

	Lwów	Kraków	Ropienka	Cernauti	Botosani	Tobolsk, Typen der Bodenbildung
SiO ₂	57.94	58.49	60.43	66.96	62.15	64.28
Al ₂ O ₃	12.30	10.59	12.44	12.85	11.54	13.61
TiO ₂	0.70	0.58	0.68	—	—	—
Fe ₂ O ₃	5.49	4.92	5.88	4.72	3.71	4.75
CaO	2.03	6.63	1.73	3.54	2.50	1.53
MgO	1.77	1.20	1.48	1.35	2.90	1.78
K ₂ O	2.97	1.56	1.79	1.55	0.46	1.55
Na ₂ O	0.31	0.79	0.53	0.93	3.57	1.28
MnO	0.06	—	—	Spuren	—	—
P ₂ O ₅	0.24	0.24	0.31	gering	—	—
H ₂ O	12.16	7.60	9.71		1.30	—
CO ₂	0.65	3.72	4.67	5.09	Spuren	—
Humus	—	3.64			1.95	7.58
SO ₃	0.18	0.89	—	0.31	—	—
C	2.94	—	—	2.20	2.80	—
Summe	99.69	100.85	99.65	100.—	—	—

Betreffs der physikalischen Eigenschaften des Staubes soll folgendes gesagt sein. Sowohl der Staub aus Ost- wie auch aus Westgalizien zeigt äußerlich ein identisches Aussehen in Form eines äußerst feinen Staubes von einer dunkel grau-braunen Farbe.

Die Dichte des in Cernăuti gefallenen Staubes beträgt, nach Cuculescu⁴⁾, 2.899. Der Staub aus Lwów scheint eine geringere Dichte zu besitzen, die nach einer im Geophysikalischen Institut der Universität ausgeführten Messung, ungefähr 2.2 beträgt. Es ist möglich, daß diese Zahl etwas zu niedrig ist, jedoch auch Kreutz erhielt eine nicht viel höhere. Nämlich durch Fraktionierung nach dem spezifischen Gewicht hat er folgende Fraktionen erhalten:

1. 15.5% Substanz von einem spezifischen Gewicht etwa 2.30,
2. 62.1% " " " " " " 2.40,
3. 22.4% " " " " " " 2.60,

im Mittel ungefähr 2.43. Es ist also nicht unwahrscheinlich, daß der Staub auf seinem Wege von Rumänien nach Galizien einer gewissen Absonderung unterlag,

dergestalt, daß Teilchen größerer Dichte niederfielen, während die leichteren weitergetragen wurden.

Die Korngröße des Staubes wurde sorgfältig mikroskopisch untersucht. Nach Tokarski befinden sich in den Staubproben aus Śniatyn, Kołomyja, Mikołów und Lwów zwei bevorzugte Korngrößen, nämlich die von 0.006 und 0.015 mm Durchmesser. Kreutz hat 2000 Staubkörner aus elf verschiedenen Ortschaften, die längs des Weges der Staubinvasion gelegen sind, von Zaleszczyki am Dnestr bis nach Kraków, untersucht. Die Ergebnisse sind so interessant, daß wir hier einen Auszug davon geben.

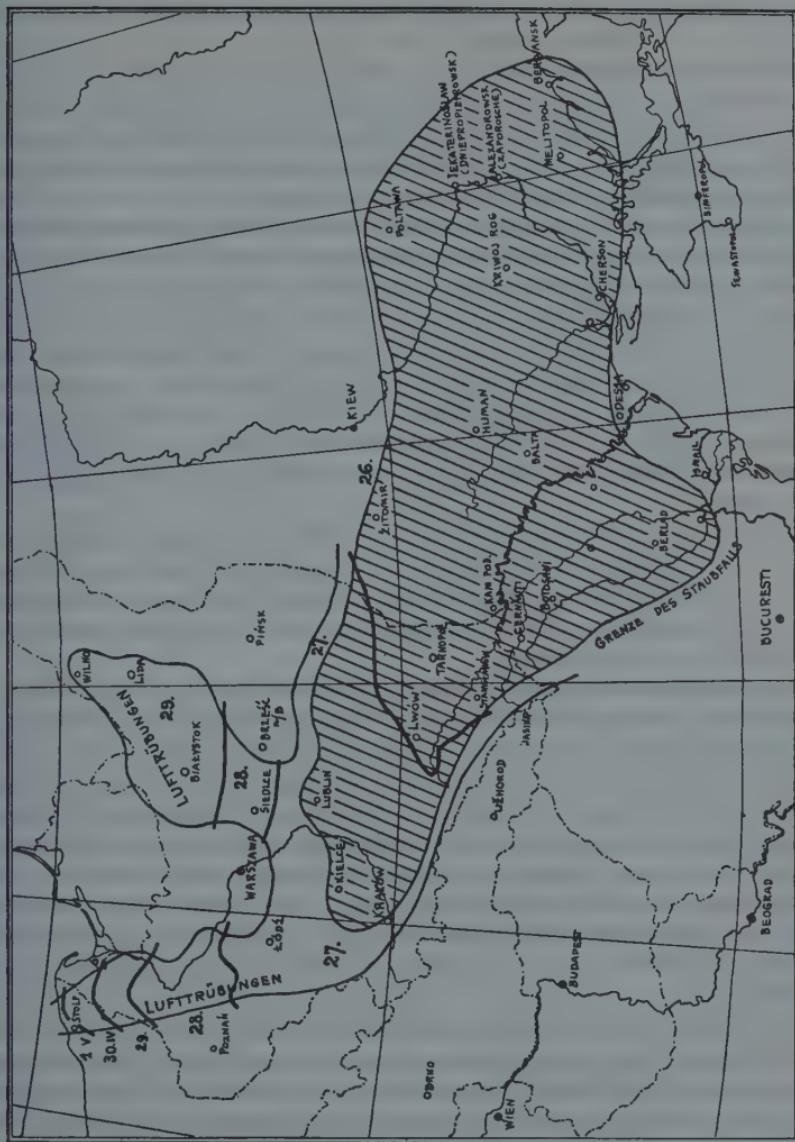
Tabelle 2. Verteilung des Staubes hinsichtlich der Korngröße
(nach Kreutz)

Durchmesser in mm	Zale- sczyki	Bialoboznica b. Czortków	Tarnopol	Przemysl	Ropienka b. Lisko	Brzesko	Mielec	Kraków
0.005	30.0	30.8	44.3	34.4	47.0	32.1	53.0	49.8
0.0075	20.0	23.7	22.1	17.1	16.5	23.1	23.4	19.0
0.010	17.4	17.0	17.5	14.2	15.0	16.5	9.1	12.5
0.0125	—	6.3	—	7.6	3.5	9.6	—	9.0
0.015	15.5	12.4	9.4	9.8	8.2	9.0	8.9	4.0
0.020	11.0	5.9	2.9	7.5	6.8	5.9	3.6	4.7
0.025	4.9	2.4	2.8	5.0	2.0	1.9	2.0	0.7
> 0.025	1.2	1.5	1.0	4.4	1.0	1.9	—	0.3

Nach Kreutz ist eine Abhängigkeit der Korngröße von der Entfernung des Staubes von der Landesgrenze nicht überall zu sehen, doch im allgemeinen findet man, daß der Durchmesser der überwiegenden Anzahl der Staubpartikeln mit der Entfernung abnimmt.

Dieses Ergebnis wird mittels Durchsiebungen bestätigt. Die von uns ausgeführten Durchsiebungen von Staubproben aus 14 Ortschaften der Wojewodschaften Stanisławów und Lwów, also einem verhältnismäßig kleinen Bereich, zeigten völlig einwandfrei einen prozentualen Anwachs der Körnerzahl vom Durchmesser unter 0.05 mm und gleichzeitig ein Abfallen der Zahl der größeren Körner. Die Feststellung dieser Tatsache ist von Wichtigkeit, da sie beweist, daß die Staubquelle nicht weit von der Stelle des Staubniederschlags entfernt sein kann.

3. Die räumliche und zeitliche Verbreitung des Staubfalles und der Trübungen. Dank der Mitarbeit der staatlichen Organe gelang es, noch in den ersten Tagen der Stauberscheinung, aus allen Kreisen der Wojewodschaft Lwów Daten, sowohl qualitative wie auch quantitative, welche sich auf das Datum des Auftretens der Stauberscheinung und seine Menge bezogen, zu erhalten. Aus den übrigen Gebieten wurden Erkundigungen eingezogen teils durch Korrespondenz, teils auf Grund der Angaben der Tagespresse. Verschiedene Daten erhielten wir auch vom Staatl. Meteorologischen Institut in Warschau. Insgesamt verfügen wir über Mitteilungen von Staubregen (sei es in Verbindung



Verteilung des Staubfalls und der Lufttrübungen in Südosteuropa vom 26. bis 29. April 1928

mit Regenfall, sei es in trockenem Zustande) aus 76 Punkten Polens, und außerdem aus 45 Ortschaften Nachrichten über Lufttrübungen durch Staub. Hierbei muß noch hinzugefügt werden, daß das Gebiet der Wojewodschaften Lwów und Stanisławów noch außerdem speziell durch Tokarski untersucht worden ist, der hier Erkundigungen über Staubregen aus 812 Punkten gesammelt hat. Darüber hinaus besitzen wir Mitteilungen aus 54 Orten aus dem Reiche, in denen Stauberscheinungen nicht beobachtet wurden. Dieses gesamte Material, dessen Auszüge wir in unserer polnischen Arbeit veröffentlichten, ermöglichte uns eine Karte der Staubregenverteilung und Lufttrübungen herzustellen.

Aus vorstehender Karte geht folgendes hervor. Die Staubmassen drangen auf das polnische Territorium über die südöstliche Grenze ein und verschoben sich in der Richtung NW, wobei sie sich allmählich auf den Gebieten der Bezirke Tarnopol, Wolhynien, Stanisławów, Lwów, teilweise auch auf den Gebieten der Bezirke Lublin, Kielce und Kraków niederschlugen. Nach einer Drehung nach Norden drangen sie einerseits bis an die Ostsee über Pommerellen, andererseits in der Richtung von Białystok und Wilno vor, wo sie noch Lufttrübung hervorzurufen vermochten. Weder in den Karpathen und Oberschlesien, noch in Posen, Warschau und Gdynia sind Anzeichen von Staubfall oder Lufttrübung festgestellt worden.

Die Karte gestattet auch gleichzeitig die Größe des Gebietes festzustellen, auf dem die Erscheinung stattgefunden hat. Es gab also Staubfälle auf einem Gebiet von rund 116 200 qkm, Lufttrübung auf rund 121 500 qkm. Insgesamt betrug in Polen der Staubeinfall ein Gebiet von rund 237 700 qkm, mithin also mehr als 61 % des Staatsgebietes.

Die Staubfallerscheinungen in Rumänien umfaßten nach C. Ioan ein Gebiet von 74000 qkm. Wahrscheinlich nahmen die Trübungen ein ebenso großes Gebiet ein. Es ist interessant, daß während der Dauer des Staubfalles die Anwesenheit von Staub in der Luft gleichfalls auf einigen meteorologischen Stationen der Tschechoslowakei beobachtet worden ist, wie Mitteilungen, die aus Jasina, Užhorod und Nízni Svidník an das Prager Meteorologische Institut geschickt wurden, zeigen. In Deutschland ist der Staub nur in einer Ortschaft in Pommern, nämlich im Gut Saleska (Kreis Stolp) beobachtet worden. Das gesamte Gebiet also, auf welchem die Stauberscheinungen auftraten (außer der Ukraine), umfaßt wahrscheinlich rund 300 000 qkm. Was die Ukraine anbetrifft, so kommen wir darauf später zurück.

Die Zeitdauer und die Geschwindigkeit der Staubinvasion sind auf der Karte zu erkennen, auf der die Isochronen eingetragen sind. Am Vormittag des 26. April trat der Staub über die Ostgrenze ein, in der Nacht vom 26./27. erreichte er Lwów, am Nachmittag des 27. gelangte er nach Kraków, am 28. ungefähr gegen Mittag wurde er in Bydgoszcz und Siedlce und am 29. in Starogard und Wilno beobachtet; als Datum der Erscheinung in Stolp gibt Reck den 1. Mai an. Die ganze Erscheinung dauerte also kaum 6 Tage vom Beginn bis zum Verschwinden.

Die Geschwindigkeit des Staubzuges betrug auf der Strecke Tarnopol—Kielce ungefähr 30 km/Stunde. Mit dem Fortschreiten der Erscheinung verringerte sie sich, um östlich von Posen nur noch 9 und über Pommerellen 6 km/Stunde aufzuweisen.

4. Menge des Staubes. Quantitative Daten des gefallenen Staubes konnten wir aus 60 Ortschaften der Wojewodschaften Lwów und Tarnopol erhalten. In dieser Zahl sind auch solche Orte einbegriffen, in denen die Staubmengenmessungen durch Mitarbeiter des Mineralogisch-Petrographischen Instituts der Lemberger Universität und der Technischen Hochschule ausgeführt wurden. Leider gelang es nicht, Mengenmessungen aus anderen Wojewodschaften, also aus Tarnopol und Wolhynien, zu erhalten, in denen die Intensität des Niederschlags ziemlich groß war. Als Beispiel führen wir die Staubmessungen einiger wichtiger Punkte auf, nach Daten Tokarskis und unseren eigenen:

Horodenka	30 Tonnen/qkm	Bolechów	46 Tonnen/qkm
Winograd	54 „	Drohobycz	6 „
Myszyn	24 „	Lwów	25 „
Chlebieczyn	43 „	Sokal	5 „
Perehinsko	59 „	Lisko	9 „
Stanisławów	35 „	Sanok	2 „
Isaków	48 „	Jarosław	45 „
Kałusz	10 „	Rzeszów	17 „
Zydzaczów	39 „	Lubaczów	4 „

Wenn man als mittlere Staubmenge annimmt: 20 Tonnen/qkm für Woj. Stanisławów, 30 für Tarnopol, 15 für Lwów, 10 für Wolhynien, je 5 für Kraków und Lublin und 2 für Woj. Kielce und dabei die Größe der entsprechenden Gebiete berücksichtigt, so erhält man als Staubmenge, die in Polen niedergefallen ist, 1500000 Tonnen Staub.

Aus Rumänien haben wir leider nur eine Staubmengenmessung, und zwar die genaue Messung des Prof. Steleanu in Cernăuti, wo 144.8 Tonnen/qkm niederfielen. Nimmt man eine gewisse hypothetische Intensitätsverteilung des Staubfalls in der Bukowina an, mit einem maximalen Niederschlag in Cernăuti, so erhält man für das von Ioan mit 74000 qkm angegebene Gebiet eine Niederschlagsmenge von rund 2 Millionen Tonnen. Wir müssen hierzu bemerken, daß diese Zahl nur eine angenäherte ist, da sie aufgestellt worden ist auf Grund nur einer Messung in Cernăuti. Es muß noch hinzugefügt werden, daß die von Bonasewicz⁸⁾ für Polen und von Ioan für Rumänien angegebenen Staubschichtdicken in Millimetern stark überschätzt sind und sich daher nicht zu einer Berechnung der Staubmenge eignen.

Die Summe des in Polen und Rumänien gefallenen Staubes beträgt daher mehr als 3.5 Millionen Tonnen und überwiegt also bei weitem hinsichtlich der Menge des niedergefallenen Materials den berühmten Staubfall vom 9. bis 12. März

1901, wo nach Hellmann und Meinardus⁹⁾ in Europa 1.8 Millionen Tonnen Wüstenstaub aus der Sahara niedergefallen ist. Der Staubfall des April 1928 übertrifft, wenngleich er auch ein geringeres Gebiet umfaßt, hinsichtlich der Intensität der Erscheinung bedeutend den Staubfall von 1901.

5. Meteorologische Verhältnisse während des Staubfalls. Schon in der vorläufigen Mitteilung Arctowskis und des Verfassers¹⁰⁾ unterzogen wir die meteorologischen Verhältnisse, die in dem erwähnten Zeitabschnitt herrschten, einer Prüfung, da sie ja im Zusammenhang mit der Lösung der Frage über den Ursprung des Staubes standen. Da neuerdings M. Rodewald¹¹⁾ den meteorologischen Verhältnissen dieses Zeitabschnittes viel Aufmerksamkeit widmet, wollen wir uns hier nur auf die Darstellung dieser Verhältnisse in gedrängter Form beschränken.

Wie die synoptischen Karten vom Vortage des Staubfalles, d. i. den 25. April 1928 um 8 Uhr, zeigen, lag über Osteuropa ein breites Hochdruckgebiet, über Kleinasien dagegen ein Tief. Es herrschter in dieser Zeit in Kleinasien hohe Temperaturen (Angora 26°), während sich der nördliche Rand des Schwarzen Meeres in der Kaltluft nördlich der Warmfront (Sewastopol 11°) befand, welche in dieser Zeit beinahe längs des Nordrandes von Kleinasien verlief. Senkrecht hierzu verlief von den Dardanellen bis zur Halbinsel Sinai die Kaltfront, was sehr bedeutende Temperaturunterschiede auf beiden Frontseiten hervorrief (z. B. Alexandria 21°, Gaza 36°). Es muß betont werden, daß an diesem Tage die in Kleinasien herrschenden Temperaturen außergewöhnlich hoch waren in Anbetracht der Jahres- und Tageszeit, und es mußte daher ein Ausgleich stattfinden. Dieser erfolgte teilweise durch den heißen, vom Inneren der Halbinsel zum Schwarzen Meere gerichteten Südstrom (Sirocco).

Am folgenden Tage, den 26. April um 8 Uhr mitteleuropäische Zeit, änderte sich die Lage. Die Kaltfront verschob sich nach Osten, wobei sie die gesamte kleinasiatische Halbinsel einnahm und dabei merklich die Temperaturunterschiede zwischen der Halbinsel und dem Südufer Rußlands (Angora 15°, Sewastopol 11°) ausglich. Inzwischen trat jedoch ein Wendepunkt ein, der einen neuen Faktor in die atmosphärischen Verhältnisse bringen sollte. „Sobald nämlich die vorder-asiatische Warmluft — schreibt Rodewald — nach Norden stoßend, über die südliche Randzone des antizyklonalen russischen Kaltluftkörpers aufzugleiten begann, setzte über Südrußland eine rasche Verstärkung des südwärts gerichteten Luftdruckgefäßes ein. Damit wurde die randliche Kaltluft sekundär aktiviert: bereits am Nachmittag des 25. hatte sie begonnen, mit NE- bis E-Wind stürmisch aus Südrußland abzufließen. Diese Entwicklung wird dadurch noch gesteigert, daß das zentralrussische Hochdruckgebiet am selben Tage Kaltluftzufluß aus dem Norden und damit eine Verstärkung erfahren hat, die sich bis zum Oberlaufgebiet der südrussischen Ströme hin auswirkt. Das stürmische Absaugen der warmen Südluft in den unteren Luftsichten einen unüberwindlichen Biegel

vor. So kommt es, daß die Warmfront des pontischen Tiefs über dem östlichen Schwarzen Meere nicht nach Norden rückt, sondern stationär wird, bzw. sogar südwärts zurückweicht.“

Hierbei machen wir darauf aufmerksam, daß Rodewald auf Grund seiner Beschreibung der atmosphärischen Verhältnisse zu dem Schluß gekommen ist, daß gerade unter der Wirkung jenes Sirokkos Wüstensand aus Kleinasien emporgeschleudert und auf dem Wege über die Ukraine nach Polen getragen wurde.

Nach unserer Meinung ist die Begründung nicht ausreichend genug, daß die Staubaufwirbelung der Wirkung des Sirokkos zuzuschreiben sei. Vor allem finden wir in dem meteorologischen Material aus der Türkei, wie auch in den Nachrichten vom Schwarzen Meere, keinerlei Angaben, die bestätigen könnten, daß der Staub aus Kleinasien über das Schwarze Meer getragen worden sei. Das Fehlen entsprechender Daten betont Rodewald selbst. Außerdem ist zu bedenken, daß jener Sirocco durchaus nicht die Kraft besaß, die nötig ist, von der Erdoberfläche Staub emporzureißen und ihn dann in bedeutende Höhen zu schleudern. In Angora ist am 25. um 8 Uhr ein S-Wind von Stärke 5, also von einer mäßigen Geschwindigkeit und außerdem einer Sichtweite von 3 km notiert worden. Es ist also unwahrscheinlich, daß in Kleinasien der Ursprung des Staubsturmes zu suchen wäre.

Im Gegensatz zu dem Fehlen jeglicher Angaben über einen Staubsturm auf der kleinasiatischen Halbinsel finden wir eine ganze Reihe von Mitteilungen darüber, daß am 25. abends über dem Asowschen Meer und in der Zentralukraine ein Orkan von außergewöhnlicher Stärke und katastrophaler Wirkung gewütet hat. Noch in den Wetterkarten vom 26. morgens finden wir in Rostow a. D. einen Oststurm von Stärke 8 (Beaufortskala), der also an Kraft bedeutend die Winde übertraf, die am Vortage in Kleinasien geweht hatten.

Die ersten Nachrichten von der außerordentlichen Stärke des Orkans in der Ukraine gaben die Telegraphenagenturen. Der Orkan soll folgende Bezirke heimgesucht haben: Melitopol, Krivoj Rog, Zaporosche, Cherson und Dniepropetrowsk (Jekaterinoslaw), überall große Verheerungen hervorrufend. In Dniepropetrowsk rüttelte der Sturm derartige Massen Staubes auf, daß sich die Stadt während eines Tages in Finsternis befand.

Eine Reihe von Einzelheiten, den Sturm betreffend, gibt unter anderem die russische astronomische Zeitschrift „Mirowiedienje“ an, auf Grund von Mitteilungen, die der Zeitschrift von verschiedenen Beobachtern zugesandt wurden.

Der Orkan entstand am 25. April abends in der Steppe des unteren Dnjeprgebietes, wonach er folgende Bezirke einnahm: Melitopol, Zaporosche, Dniepropetrowsk, Poltawa und Balta. Die Geschwindigkeit des Windes erreichte stellenweise 20 bis 30 m/sec.

Auf der Station Dolinskaja (Bezirk Krivoj Rog), den 26., bildeten große Staub- und Sandwolken Schneewehen ähnliche Hügel, $1\frac{1}{4}$ bis $1\frac{1}{2}$ m hoch, und verminderten außerordentlich das Tageslicht. Auf der Station Alexandrowsk (Jekat. E. B.) notierte man den Beginn des Sturmes den 25. um 22 Uhr, das Maximum den

26. zwischen 8 und 10 Uhr. Um 10 Uhr herrschte eine derartige Dunkelheit, daß man Licht machen mußte.

Aus Solenoje (Bezirk Dnepropietrowsk) schreibt man unzweideutig, daß die orkanartigen Windstöße ganze Wolken von abgerissener Oberflächenerde mit sich führten und die Erde der frisch geplügten Felder dünenartig auftürmten. Die Gewalt des Orkans war so groß, daß er die Dächer von den Häusern riß. Gleichfalls stark waren auch die eigentümlichen elektrischen Entladungserscheinungen.

In der Ortschaft Rubanowka (Bezirk Melitopol) brannte man von $9\frac{1}{2}$ Uhr früh den 26. während des ganzen Tages Licht infolge der Dunkelheit. Das Atmen fiel sehr schwer, 35 bis 40 cm hoch bedeckte der Staub die Erde, an anderen Stellen wiederum wurde die Erde mitsamt dem ausgesäten Samen entfernt.

Laut der Mitteilung der „Utrenniaja Krasnaja Gaseta“ soll im Bezirk Melitopol um 10 Uhr früh am 26. während des Maximums des Orkans eine Reihe von Tromben sich gebildet haben, die große Mengen von Staub, Erde und dergleichen aufgewirbelt haben. Kurz darauf trat ein Gewitter mit einem starken, schlammigen Regen auf, desgleichen zeigten sich auch helle Elmsfeuer. Die ungewöhnlichen Ereignisse haben bei der Landbevölkerung den Eindruck des Weltendes hervorgerufen.

Eine ähnliche Finsternis herrschte auch in Wiernoleninsk (Nikolajew), eine starke Luftrührung in Poltawa und Human. Die Staubanalyse aus der letzteren Ortschaft zeigte einen 8%igen Gehalt von organischen Substanzen. Der Staub ist auch in Berdiansk beobachtet worden, und in Simferopol (nach Mitteilung Tichanowskis) eine optische Störung der Atmosphäre.

In Anbetracht der Ausmessungen und Stärke des oben beschriebenen Orkans erscheint es uns als eine unumstößliche Tatsache, daß die Ukraine das Gebiet darstellt, aus dem der Staub emporgerissen wurde, dessen Niederschläge in der westlichen Ukraine, Nordrumänien und Polen beobachtet worden sind.

Übergehend zu der meteorologischen Lage in Polen am 27. morgens, also zu einer Zeit, in der die Staubfälle schon erfolgten, finden wir in Südpolen vorwiegend östliche, teilweise ostnordöstliche Bodenwinde von Stärke 2. Aus der Karte der Staubverteilung und der Isochronen ersieht man, daß sich die Staubinvasion in Richtung WNW verschob. Sowohl dieser Richtungszug wie auch die Geschwindigkeit des Eindringens gestatten annäherungsweise die Höhe der staubführenden Schicht zu bestimmen.

Folgende Tabelle gibt die Richtungen und Geschwindigkeiten der Höhenwinde an nach Pilotballonaufstiegen, die in Polen gemacht wurden.

Leider gibt es aus Lwów keine Pilotvisierungen weder am 26. noch am 27., als gerade der Staub heraufzog. Der letzte Aufstieg vor dem Staubeinfall wurde am 25. abends ausgeführt und zeigt damals angefangen von 500 m Ostwind 14 m/sec und von 1500 m aufwärts ESE-Wind. Nehmen wir an, daß am 26. in der Umgebung von Lwów von 1500 m aufwärts dieser selbe ESE-Wind geherrscht

hat, so kommen wir zu der Folgerung, daß sich die staubführende Schicht in einer Höhe von ungefähr 2000 m über dem Erdboden befunden hat.

Am 28. bewegt sich der Staub schon in nörd-nordwestlicher Richtung mit weit geringerer Geschwindigkeit weiter. Aus dem Warschauer Pilotballonaufstieg an diesem Tage sieht man, daß in einer Höhe von 1000 m ein S-Wind von 18 m/sec herrschte. Der Staub befand sich aller Wahrscheinlichkeit nach unterhalb dieser Höhenlage. Am 29. ist die Geschwindigkeit des Einfalls noch geringer (ungefähr 8 km/Stunde), was auf eine geringere Höhe der Staubschicht über dem Erdboden hinweisen dürfte.

Tabelle 3. Höhenwinde in Polen während des Staubfalles

Station	Datum	Boden	500	1000	1500	2000	3000
Lwów	25. April 6 ^h	E 2	ESE 7	ESE 7	SE 7	—	—
	25. " 18	ENE 7	E 14	E 14	ESE 14	ESE 12	—
	28. " 6	E 3	SSE 5	SE 7	E 9	—	—
Warszawa	25. " 7	ENE 2	E 5	E 5	NE 5	NNE 5	N 4
	26. " 7	ESE 5	SE 21	SE 22	SE 22	ESE 22	SE 22
	28. " 7	SE 2	SSE 13	S 13	—	—	—
Toruń	26. " 6	SE 5	ESE 11	ESE 11	ESE 9	ESE 8	ESE 8
	27. " 6	E 4	SE 9	ESE 10	ESE 12	ESE 17	—
	28. " 6	SE 4	SSE 8	—	—	—	—
	29. " 6	SE 8	SSE 8	SSE 10	—	—	—
Brześć a./B.	26. " 6	E 4	ESE 7	SE 6	ESE 7	ESE 6	—
Lida	26. " 7	E 4	SE 9	ESE 8	ESE 9	ESE 6	—
	27. " 7	E 4	ESE 13	ESE 11	E 12	ESE 12	—
	29. " 7	E 1	SSE 4	SE 13	SSE 8	SSE 12	—

Es muß noch die eigentümliche Abzweigung des Staubregens von Lublin über Białystok nach Wilno erläutert werden. Pilotvisierungen aus Lida zeigen, daß in diesem Gebiet während der gesamten Zeitdauer der durch den Staub hervorgerufenen Trübungserscheinungen Winde mit einer östlichen Komponente herrschten. Hieraus müßte man schließen, daß die staubführenden Luftmassen nicht via Lublin—Siedlce, sondern unmittelbar von ESE über die Sümpfe von Pińsk geströmt sind, wobei der Staub hoch über Pińsk hinüberzog, um sich dann im Gebiet der Woj. Białystok über dem Erdboden zu senken, wo er dann eine Trübung der unteren Luftsichten hervorgerufen hat.

Nun sind noch die Niederschläge zu erwähnen. Am 27. waren über der Ostgrenze im Bereich des Staubzuges die Niederschläge sehr reichlich (Wiśniowiec 30 mm, Tarnopol 24 mm). Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Intensität der Niederschläge infolge des Staubes eine verstärkte war, dessen Partikelchen hierbei die Rolle von Kondensationskernen spielten. In der Gegend von Lwów fiel der Staub nach Aufhören des Regens weiterhin in trockenem Zustande hernieder. Es ist das ein Beweis mehr dafür, daß sich die staubführende Schicht über dem Nimbusniveau befunden hat.

6. **Herkunft des Staubes.** Abstrahierend von den durch nichts begründeten Ansichten Recks über vulkanischen Staubursprung und Bonasewiczs über Herkunft des Staubes aus Mittelasien, sind sowohl Mineralogen [Tokarski, Kreutz, Prelipcean¹²], wie Meteorologen (Ioan) und Geophysiker (Arctowski, Steleanu) alle darüber einig, daß der zur Erde niedergefallene Staub ein Verwitterungsprodukt ist, welches seine Ursprungsstätte aus den Tschernosiemeggenden der Ukraine herleitet. Nur Rodewald ist der Meinung, daß die Herkunft des Staubes in Kleinasien zu suchen ist, von wo er durch die Wirkung des Sirokkos herbeigeführt worden ist.

Es erscheint uns ein übriges, den nichtvulkanischen Charakter des Staubes zu begründen, hingegen werden wir uns mit der Frage seiner vermeintlichen Herkunft aus Kleinasien, wie sie Rodewald angibt, zu beschäftigen haben.

Außer den oben angeführten Tatsachen, die der Anschauung Rodewalds widersprechen, muß noch eine Reihe anderer Feststellungen gemacht werden, die für die Ukraine als Ursprungsgebiet des Staubes sprechen.

1. Die große Stärke des Orkans und die Bildung von Tromben in der Ukraine konnten mit Leichtigkeit große Staubmassen in bedeutende Höhen schleudern.

2. Das schnelle Verschwinden des Staubeinfalles und eine Steigerung des Materials nach Größe (und spezifischem Gewicht) zeugen davon, daß sich die Staubquelle in der Nähe der östlichen Grenze Polens befinden muß.

3. Einen wichtigen Beweis für die Nähe der Staubquelle ergibt die Zeitdauer des Staubeinfalles im Lichte der Korngröße. Nach Tokarski befanden sich im Staube aus Lwów vorzüglich Körner vom Durchmesser 0.015 mm. Nehmen wir also die Stokessche Formel für Tropfen-Fallgeschwindigkeit, und berechnen wir die Zeit, während der die Staubpartikelchen von 0.015 mm in der Luft weilten. Unter der Annahme, daß die Partikelchen von kugelförmiger Gestalt sind und ihre Dichte 2.4 beträgt, erhalten wir für die Fallgeschwindigkeit in 1 km Höhe:

$$V = \frac{2 \cdot 980 \cdot 2.4 \cdot r^2 \sqrt{b_0}}{9 \cdot 17.3 \cdot 10^{-5} \sqrt{b}} = 1.92 \text{ cm/sec.}$$

Nehmen wir an, daß die Partikelchen aus einer maximalen Höhe von 1500 m fallen, so erhalten wir für Körner von 0.015 mm eine Falldauer von rund 22 Stunden (unter der Voraussetzung, daß während dieser Falldauer keine vertikale Luftströmungen vorhanden waren). Da nun in Lwów der Staub ungefähr von Mitternacht am 26./27. zu fallen begann, erhalten wir nach Abzug von 22 Stunden gerade die erste Sturmphase in der Ukraine in der Nacht vom 25./26.

Dasselbe Resultat erhält man bei Berücksichtigung der Geschwindigkeit, bei der sich die Staubmassen bewegten. Die Geschwindigkeit des Einfallen in Südpolen, wie schon bemerkt, betrug ungefähr 80 km/Stunde. Nehmen wir sogar eine um die Hälfte größere Geschwindigkeit, also 45 km/Stunde an, so erhalten wir bei einer Zeit von 22 Stunden eine nicht größere Entfernung der Urprungs-

stätte des Staubes als 1000 km, also das Gebiet von Melitopol am Asowschen Meer, wo auch tatsächlich ein Orkan herrschte.

Nebenbei sei bemerkt, daß Körner vom kleinen Durchmesser (0.006 mm) eine Falldauer von 5 bis 6 Tagen ergeben. Hierdurch ist es auch erklärlich, daß die letzten Anzeichen einer Lufttrübung durch Staub bis zum 1. Mai in Westpreußen dauern.

4. Nach Rodewald „ist es schwer denkbar, daß derart viel und derart trocken-feines Lockermaterial nach der Schneeschmelze und in der Zeit der Frühlingsregen in der Steppe auszuwehen ist“. Um auf diesen Vorwurf zu antworten, müssen wir wieder eine kleine Rechnung anstellen. In Polen und Rumänien fielen nach unserer Berechnung 3.5 Millionen Tonnen Staub auf einer Oberfläche von 190000 qkm (die Trübungen nicht eingerechnet). Da nun die Dichte von lose geschüttetem Staub (der also Luft enthält) ungefähr 0.8 beträgt, so beträgt das Volumen des gefallenen Staubes 4.4 Millionen Kubikmeter. Bildlich kann man sich dieses Volumen als einen kubischen Würfel von nur 164 m Seitenlänge vorstellen. In dieser Zahl ist unberücksichtigt geblieben der Staub, der in der Ukraine selbst fiel, da wir aus diesem Gebiet keine genauen Quantitätsdaten haben. Übrigens interessiert uns die Menge des Materials, das aus der Ukraine in die Nachbarländer getragen wurde.

Das Gebiet, auf dem in der Ukraine die durch den Orkan verursachten Erscheinungen stattfanden, umfaßt in roher Annäherung ungefähr 270000 qkm, der Sturm selbst herrschte auf einem Gebiet von rund 180000 qkm. Nehmen wie an, daß der Orkan von einer Stärke, die genüge, um Staub vom Erdboden reißen zu können, nur auf einer zehnmal kleineren Fläche geherrscht habe, dann erhalten wir für die Dicke der abgerissenen Staubschicht kaum 0.34 mm. Da aus den Beschreibungen des Orkans hervorgeht, daß sogar ganze Ackerkruste mitsamt dem ausgesäten Getreide losgerissen wurde, erscheint es uns durchaus annehmbar, daß dieser Fall auch tatsächlich stattgefunden hat, sogar unter der Bedingung, daß der Boden nicht genügend trocken war.

5. Ein ähnliches Abreißen von Staub von der Bodenoberfläche findet in der Ukraine nicht nur in der Zeit des wirklichen Frühlings statt, sondern sogar in einer weniger hierfür günstigen Jahreszeit, wie sie der Monat Februar darstellt. So z. B. fiel in der Nacht vom 16./17. Februar 1929 in Cernäuti Schnee mit Staub, der nach Cuculescu und Schmidt¹³⁾ eine ähnliche chemische Zusammensetzung wie der vom April 1928 zeigte und der nach ihrer Meinung ebenfalls aus Südrußland stammte. „Es dürften große Gebiete in Südrußland ohne Schneedecke sein, so daß Stürme die vom starken Frost gespaltene und zermürbte Ackerkrume aufgewirbelt und über weite Gebiete getragen haben.“

Einen ähnlichen Staubfall, der in der ersten Hälfte des Februar 1918 im Kaukasus stattgefunden hatte, beschreibt Strzetselski in der Zeitschrift „Przyroda i Technika“¹⁴⁾. Die Staubfälle, die damals in Groznyj und Baku beobachtet worden waren, sind durch einen schrecklichen Orkan in der Gegend

von Rostow a. D. hervorgerufen worden. „Der Orkan zerstörte eine Menge von Häusern, riß die Dächer der halben Stadt herunter, auf dem Asowschen Meer warf er eine Menge Schiffe an Land und fegte einige Fischerdörfer vom Erdboden. Der vom Orkan in den Donsteppen mitgerissene Staub gelangte in 25 Stunden nach Baku . . .“ Wenn also ähnliche Staubstürme in der Winterszeit stattgefunden haben, so entstehen sie nach unserer Meinung um so leichter im Frühling.

6. Endlich noch, was die Erscheinung im Kaukasus und Armenien anbetrifft. Rodewald betont, daß sogar in Batum, trotz einer gewissen Entfernung vom Hauptstrom des Sirokko, der Pilotballonaufstieg südliche Hochströmungen zeigte, die vermutlich den kleinasiatischen Staub gebracht haben.

Hierzu wären Swiatskijs Bemerkungen aus der schon genannten russischen Zeitschrift „Mirowiedienje“ anzuführen, daß im Kaukasus, wo doch optische Erscheinungen bei Zyklonströmungen aus Kleinasien zuerst bemerkt werden müßten, erst am 27. ein trockener Nebel in Baku und Enseli und am 28. in Suchum, Lenkoran und Eriwan beobachtet worden ist. Diese Erscheinungen sind in der Zeit vom 25. bis 26. nicht bemerkt worden. Swiatskij ist daher der Ansicht, daß der Staub, der die Trübung im Kaukasus und in Armenien hervorgerufen hat, aus dem unteren Dnjeporgebiet stammt. Ebenfalls sind S. Worobjew und W. Salotanow der Meinung, daß die „schwarzen Stürme der Ukraine“ durch Staub dortiger Herkunft hervorgerufen werden.

Die oben angeführten Argumente führen uns zu der Behauptung, daß die Anwesenheit des kleinasiatischen Staues in den besprochenen Erscheinungen wenig wahrscheinlich und daß der ukrainische Ursprung des Staues auf Grund meteorologischer Erwägungen bewiesen ist.

7. Geologische Deutung des Staubfalles. An der Diskussion über die Erscheinung des Staubfalles nimmt auch J. Nowak teil, der darauf aufmerksam macht, daß in der ausführlichen Arbeit von Kreutz drei Tatsachen auffallen, die geologisch verwertet werden können:

1. Die sehr weit ins Detail gehende Übereinstimmung des Staues mit dem eurasisatischen quartären Löß.
2. Die nochmalige Betonung der großen Eintönigkeit des Mineralienbestandes im eurasisatischen quartären Löß.
3. Gegenüber dem großen Einklang zwischen 1. und 2. steht der Gegensatz zwischen diesen einerseits und dem Geschiebelehm andererseits. Dieser Gegensatz offenbart sich im Unterschied des Inhalts ihrer Mineralassoziationen.

„Der auffallende Einklang der Zusammensetzung des in Rede stehenden Staues und der eurasisatischen Löße, die enorme Masse der letzteren, vermehrt noch um die Masse grauer und brauner Wüstensteppenböden, kastanienfarbiger und schwarzer Steppenböden, lassen sich ungezwungen bloß von einem einzigen und proportioniert großen Ursprungsgebiet ableiten. Sonst wären weder die Eintönigkeit der Zusammensetzung, noch die riesigen Stoffmassen unverständlich.“

Die Auffindung dieses Ursprungraumes bereitet keine Schwierigkeiten. Hier kann einzig und allein das große zentralasiatische, abflußlose Gebiet in Betracht gezogen werden. Dasselbe durchquert 80 Längengrade, an welche sich weitere 40 des Schwarzen Meer-Gebietes in Südosteuropa eng anschließen.

Dieser nach J. Walther bloß für Export arbeitende, selbst aber staubfreie Staubproduzent, ist im wesentlichen allerseits vom Steppenband umgürtet. Ist die Wüste selbst an das abflußlose Gebiet streng gebunden, so überschreitet ihr Steppengürtel bei weitem das Gebiet der Abflußlosigkeit und verliert nach außen seine markanten Umrisse.

Je weiter vom Herzen des abflußlosen Gebietes, desto spärlicher und desto seltener sind die Staubfälle. Gelegentlich kann ein Sturmzentrum innerhalb der noch nicht völlig verfestigten Steppenzeile entstehen und die Staubmassen nach auswärts weiterleiten, immerhin wird dies bloß als ein Detail im Rahmen einer einzigen großzügigen klimatischen Erscheinung, namentlich des Wüstenzyklus, zu betrachten sein.“

Nun kommt Nowak zum interessanten Schluß, daß „der heurige Staubfall (Ende April 1928) von Südpolen eine der Einzelheiten des großen Zyklus der mittelasiatischen Wüste ist“. Doch überschreitet schon das von Nowak vorgelegte Problem den Rahmen dieser Arbeit und bietet ein Objekt besonders für die paläoklimatologischen Interessen.

Literatur

- 1) E. Stenz: Der große Staubfall vom 26. bis 29. April 1928 in Südosteuropa. Meteorol. Zeitschr., H. 5, 1929. Nachtrag: ebenda, H. 10, 1929.
- 2) N. Steleanu: Der Staubfall vom 26. April 1928 in Cernăuti. Buletinul Facultății de Științe din Cernăuti. Bd. II, 1928.
- 3) C. Ioan: Ploaia cu pulbere dela 26 și 27 aprilie 1928. Buletinul Meteorologic Lunar, August 1928.
- 4) H. Reck: Notiz über den osteuropäischen Staubfall Ende April 1928. Centralbl. f. Min., Geol. u. Pal., Nr. 10, 1928.
- 5) J. Tokarski: Opad tajemniczego pyłu w Polsce w d. 26—27 kwietnia 1928. Kosmos, ser. B, tom 53, 1928. Lwów.
- 6) S. Kreutz und M. Jurek: Der Staubfall in Süd-Polen von Ende April 1928. V. Jahrg. d. Poln. Geol. Ges. Kraków 1928.
- 7) I. Cuculescu: Chemische Zusammensetzung des am 26. und 27. April 1928 über Czernowitz niedergegangenen Staubregens. Bul. Fac. de Științe din Cernăuti, Bd. II, 1928.
- 8) B. Bonasewicz: Pył z deszczem w Polsce w dn. 26—28 kwietnia 1928. Wiadomości Meteor. i Hydrogr., Nr. 4, 1928.
- 9) G. Hellmann und W. Meinardus: Der große Staubfall vom 9. bis 12. März 1901 in Nordafrika, Süd- und Mitteleuropa. Abh. d. K. Preuß. Meteorol. Inst., Bd. II, Nr. 1. Berlin 1901.
- 10) H. Arctowski et E. Stenz: Sur la chute de poussière en Pologne du 26 au 28 avril 1928. C. R. de l'Acad. d. Sc., t. 186, p. 1639 et 1858; s auch: t. 188, p. 1052, 1929.
- 11) M. Rodewald: Der große Staubfall vom 26. bis 29. April 1928 zwischen Weichsel und Asowschem Meer. Ann. d. Hydr. u. Marit. Meteor. LVIII, H. 1, 1930.

- 12) J. Prelipcean: Zum Staubfall vom 26. bis 28. April 1928 in Osteuropa. Bul. Fac. de Științe din Cernăuți, Bd. III, H. 2, 1929.
13) I. Cuculescu und A. Schmidt: Chemische Analyse des in der Nacht 16./17. Februar 1929 über Cernăuți niedergegangenen staubhaltigen Schnees. Bul. Fac. de Științe din Cernăuți, Bd. III, H. 1, 1929.
14) J. Strzelenski: Obserwacja opadu pyłu glebowego z lat ubiegłych. Przyroda i Technika, rok VIII, zesz. 2. Lwów 1929.
15) J. Nowak: Zur geologischen Deutung des Staubfalles in Polen im Jahre 1928. V. Jahrg. d. Poln. Geol. Ges. Kraków 1928.
16) D. Swiatskij (Red.): Staubsturm und schwarze Regen den 26. bis 27. April 1928 (russisch). Mirowiedienje, Bd. 17, Nr. 5, 1928.

Lwów, Geophysikalisches Institut d. Universität Lwów, 12. Juni 1930.

Ein neues Verfahren der luftelektrischen Raumladungsmessung

Von A. Wigand, J. Schubert und E. Frankenberger*) — (Mit 1 Abbildung)

A u f g a b e. Bei einigen neueren Problemen der luftelektrischen Forschung, wie Nebelladung und Erdfeldschwankungen, tritt das Bedürfnis auf nach einem bequemen Meßverfahren, das gestattet, die Raumladung schnell zu messen und schnelle Raumladungsschwankungen richtig zu erfassen. Dazu sind sämtliche bisherigen Methoden ungeeignet:

Die Messung der Differenz des positiven und negativen Ionengehalts oder der Aufladung eines luftdurchstrichenen Filters erfordert zu lange Versuchsdauer; die Käfigmethode ist mit beträchtlichen systematischen Fehlern behaftet, besonders bei Nebel; für die Bestimmung der Raumladung aus der vertikalen Änderung des Potentialgefälles braucht man nach dem bisher üblichen Verfahren zwei Potentialmessungen, die gleichzeitig mit zwei Elektrometern ausgeführt werden müssen, wenn man schnelle Schwankungen erfassen will, wodurch sowohl die subjektive Ablesung wie die objektive Registrierung unerwünscht kompliziert wird.

Man kann aber die Messung der vertikalen Änderung des Potentialgefälles für schnelle und bequeme Raumladungsmessung so gestalten, daß nur ein Elektrometer verwendet zu werden braucht, wenn man ein Zweifadenelektrometer mit isoliertem Innenkonduktor und drei Schnellkollektoren benutzt. Die Kollektoren werden mit gleichem Abstand a (Figur) übereinander angeordnet und so geschaltet, daß der mittlere (2) an den Elektro-

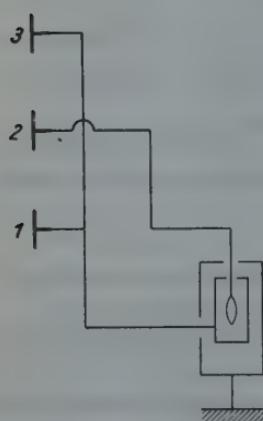


Fig. 1

*) Zur Ad. Schmidt-Festschrift gehörig.

meterfäden, der untere (1) und obere (3) zusammen am Innenkondensator des Elektrometers liegen, während das Elektrometergehäuse geerdet wird. Dann ist, wenn die Kollektorleitwerte λ und Kapazitäten c noch gewisse Bedingungen erfüllen, die vom Elektrometer angezeigte Potentialdifferenz proportional der Raumladung.

Theorie. Die Poisson-Gaußsche Gleichung der Potentialtheorie

$$4\pi\varrho = -\frac{d^2V}{dh^2}$$

verknüpft die Raumladung ϱ mit der vertikalen Änderung des Potentialgefälles dV/dh . Ist ϱ im Meßbereich örtlich konstant, und macht man $dh = a$, so erhält man ϱ durch Differenzenbildung der drei Potentialwerte V der drei Kollektoren:

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi} \frac{(V_3 - V_2) - (V_2 - V_1)}{a^2} = \frac{1}{2\pi a^2} \left(V_3 - \frac{V_3 + V_1}{2} \right).$$

Die Messung von ϱ kann sich also auf eine Potentialdifferenz beschränken, wenn man V_2 an die Elektrometerfäden legt und dafür sorgt, daß am Innenkondensator der Potentialmittelwert $\frac{V_3 + V_1}{2}$ liegt. Dies läßt sich erreichen,

wenn man die Kollektoren 1 und 3 zusammen mit dem Innenkondensator verbindet und ihre Leitwerte einander gleich macht: $\lambda_1 = \lambda_3$. Denn, da man den Kollektor als Widerstand ($w = 1/\lambda$) auffassen kann, gilt bei der verwendeten Schaltung, wenn i der Strom von 3 nach 1 ist, für das am Kondensator liegende Potential V_x :

$$\begin{aligned} iw_3 &= V_3 - V_x \\ iw_1 &= V_x - V_1 \\ w_3 &= w_1 \\ V_x &= \frac{V_3 + V_1}{2}. \end{aligned}$$

Damit bei dieser Art der Raumladungsmessung die angezeigte Potentialdifferenz nur von der Raumladung und nicht vom Erdfeld abhängt, ist die Apparatur an einem Orte aufzustellen, wo der horizontale Verlauf der Äquipotentialflächen nicht gestört ist. Und zur Ausschaltung des Einflusses der Schwankungen des Erdfeldes müssen die beiden Meßsysteme (2) und (3, 1) den auf sie gleichartig wirkenden Feldschwankungen streng gleichzeitig, wenn auch mit Nachhinken, folgen; ihre Trägheit muß also gleich gemacht werden. Die Bedingung hierfür findet man folgendermaßen:

Der Leitwert eines Kollektors (gemessen als Stromstärke pro Einheit der Potentialdifferenz) ist:

$$\lambda = c \frac{dV}{dt} \cdot \frac{1}{V_0 - V}.$$

c ist die Kapazität des Systems, V das Potential zur Zeit t , V_0 das Endpotential, das beim Ausgleichsvorgang erreicht wird. Die Integration ergibt:

$$\frac{V_0 - V}{V_0} = e^{-\frac{\lambda}{c} t}.$$

Das Trägheitsmaß ist c/λ . Denn bezeichnet man die Zeit bis zum Ausgleich der anfänglichen Potentialdifferenz bis auf 5% als „Ladezeit“ t_l , und die Zeit bis zum halben Ausgleich als „Halbwertszeit“ t_h , so ist:

$$\begin{array}{ccc|cc} 0.05 & = e^{-\frac{\lambda}{c} t_l} & & 0.5 & = e^{-\frac{\lambda}{c} t_h} \\ t_l & = 3.00 \cdot \frac{c}{\lambda} & | & t_h & = 0.695 \cdot \frac{c}{\lambda} \\ \frac{t_l}{t_h} & = 4.32. & & & \end{array}$$

Eine Schwankung des Erdfeldes wird also von zwei verschiedenen Meßsystemen gleichzeitig mitgemacht, wenn c/λ für beide Systeme gleich ist. In unserem Falle muß also

$$\frac{c_3}{\lambda_3} = \frac{c_{3,1}}{\lambda_3 + \lambda_1}$$

gemacht werden. Zur Erfüllung dieser Bedingung sind die Kapazitäten c_2 (für Kollektor 2 mit Verbindungsleitung und Elektrometerfäden), $c_{3,1}$ (für die Kollektoren 3 + 1 mit Verbindungsleitung und Innenkondensator) abzulegen, wenn die drei Leitwerte der Kollektoren $\lambda_3 = \lambda_1$ und λ_2 gegeben sind.

Will man zeitliche Änderungen der Raumladung unverzerrt durch die Kollektorträgheit messen, so muß man die Ladezeit des Kollektorsystems so einrichten, daß die Dauer der Raumladungsschwankungen groß wird gegen die Ladezeit. Die Bedingung lautet genauer*):

$$dt \gg t_l \cdot \frac{d\varrho}{\varrho}.$$

Ist beispielsweise (wie bei einer unserer Anordnungen) $t_l = 1$ sec und die Meßgenauigkeit 10%, so werden 100%ige ϱ -Schwankungen aufgezeichnet:

bei 10 sec Dauer unverzerrt,

„ 1 „ „ noch quantitativ mit korrigierbarer Trägheit,
„ 0.1 „ „ noch qualitativ.

10%ige ϱ -Schwankungen werden bei 1 sec Dauer unverzerrt aufgezeichnet.

*) Den strengen Beweis für diese und die vorstehenden Schwankungsbedingungen wird J. Schubert an anderer Stelle veröffentlichen.

Apparatur. Als Kollektoren kommen nur schnellwirkende in Betracht, also entweder kräftige radioaktive [wie die Radiothorkollektoren*]) oder Flüssigkeitszerstäuber mit kombiniertem Saug-Druckantrieb**).

Der Radiothorkollektor ist zwar in der Handhabung viel bequemer als der Zerstäuber. Es stört bei ihm aber für den vorliegenden Zweck, da der Leitwert λ bestimmte Bedingungen erfüllen muß, die Abhängigkeit des Leitwertes von der Windstärke. Nur für stärkere Winde (17 bis 27 m/sec), die am Boden selten vorkommen, konnte bis jetzt durch geeignete Formgebung der Leitwert unabhängig von der Windstärke gemacht werden. Daher sind radioaktive Kollektoren bei merklicher Windänderung mit der Höhe und bei grob-turbulenter Strömung für die Raumladungsmessung nicht brauchbar; sie können aber doch für Strahlungsnebel, bei dem mit stabiler Temperaturschichtung meist schwache, gleichmäßige, nahezu laminare Strömung herrscht, unbedenklich verwendet werden.

Der Zerstäuberkollektor hat zwar häufige Wartung nötig, kann aber mit windkonstantem Leitwert betrieben werden und hat zudem den Vorteil, daß man durch Verstellung der Düse an der Spitze und durch Einstellung des Betriebsdruckes die Feinheit der Zerstäubung und damit den Leitwert innerhalb gewisser Grenzen regulieren kann. Als Flüssigkeit wird Wasser, bei Frost Spiritus verwendet. Der Inhalt des Kollektorgefäßes von 1.5 Liter reicht bei einem Leitwert von $5 \cdot 10^{-11}$ Amp/Volt etwa für 15 Minuten aus. Zum Antrieb der Kollektoren dient komprimierter Wasserstoff, dessen Druck sich am Reduzierventil der Stahlflasche regulieren läßt.

Ein etwa 3 m hoher Stab ist der Träger der drei Kollektoren die, mit einem Höhenabstand von je 1 oder $1/2$ m, seitlich 40 cm entfernt von dem Stabe angebracht werden können; in diesem seitlichen Abstande ist, wie eine besondere Untersuchung zeigte, das Feld nicht mehr durch den Stab gestört. Der Stab läßt sich je nach der herrschenden Windrichtung drehen. Die Radiothorkollektoren müssen nämlich in Luv des Stabes stehen, wenn die von ihnen abtreibenden Ionenfahnen die Äquipotentialflächen nicht verzerrten sollen. Die Zerstäuberkollektoren dagegen müssen in Lee des Stabes stehen, damit ihre Tropfenstrahlen mit dem Winde von der Apparatur fortgetrieben werden und die Isolation nicht durch Nässe stören.

Für Isolation der Kollektoren auch bei nässendem Nebel wird gesorgt durch Zwischenschaltung von Hartgummi- und Bernstein-Isolatoren, die bis auf Luftschlitz eingekapselt sind und bei Bedarf mit metallischem Natrium getrocknet werden. Das Elektrometer ist zur Isolierung in einen Holzkasten eingebaut, der durch Heizung mit einer Glühlampe innen trocken gehalten wird. Ein Kontrollversuch bei trockenem Wetter mit konstantem Potential zeigte keine Änderung

*) A. Wigand und T. Schlomka: Ann. d. Phys. **75**, 279, 1924; Z. F. M. **15**, 153 und 185, 1924; A. Wigand und H. Kircher: Gerlands Beitr. **17**, 379, 1927.

) G. Lutze: Verh. d. D. Physik. Ges. **15, 1100, 1913; Physik. Zeitschr. **14**, 1148, 1913; E. Everling: Verh. d. D. Physik. Ges. **16**, 240, 1914; E. Everling und A. Wigand: Ann. d. Phys. **66**, 261, 1921.

des Elektrometerausschlags, wenn die Apparatur mit einem Zerstäuber naß gemacht wurde, so daß damit sowohl die Güte der Isolation wie auch die Vermeidung einer Feldverzerrung durch Oberflächenleitung erwiesen war.

Wie die für λ und c gestellten Bedingungen

$$\lambda_3 = \lambda_1 \quad \text{und} \quad \frac{c_2}{\lambda_3} = \frac{c_{3,1}}{\lambda_3 + \lambda_1}$$

bei erprobten Anordnungen erfüllt wurden, kann man an folgenden Beispielen sehen:

Radiothorkollektoren: $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 2.0 \cdot 10^{-11}$ Amp/Volt,

$$c_2 = 20 \text{ cm} = 20 \cdot 1.11 \cdot 10^{-12} \text{ Farad},$$

$$c_{3,1} = 40 \text{ cm} = 40 \cdot 1.11 \cdot 10^{-12} \text{ "},$$

$$\frac{c_2}{\lambda_3} = \frac{20 \cdot 1.11 \cdot 10^{-12}}{2.0 \cdot 10^{-11}} = 1.1 \text{ sec},$$

$$\frac{c_{3,1}}{\lambda_3 + \lambda_1} = \frac{40}{2.0 + 2.0} \cdot \frac{1.11 \cdot 10^{-12}}{10^{-11}} = 1.1 \text{ sec},$$

$$\text{Ladezeit } t_l = 3.0 \cdot \frac{c}{\lambda} = 3.3 \text{ sec.}$$

Zerstäuberkollektoren: $\lambda_1 = \lambda_3 = 3.8 \cdot 10^{-11}$ Amp/Volt,

$$\lambda_2 = 6.0 \cdot 10^{-11} \text{ Amp/Volt},$$

$$c_2 = 24 \text{ cm} = 24 \cdot 1.11 \cdot 10^{-12} \text{ Farad},$$

$$c_{3,1} = 30 \text{ cm} = 30 \cdot 1.11 \cdot 10^{-12} \text{ "},$$

$$\frac{c_2}{\lambda_3} = \frac{24 \cdot 1.11 \cdot 10^{-12}}{6.0 \cdot 10^{-11}} = 0.44 \text{ sec},$$

$$\frac{c_{3,1}}{\lambda_3 + \lambda_1} = \frac{3.0}{3.8 + 3.8} \cdot \frac{1.11 \cdot 10^{-12}}{10^{-11}} = 0.44 \text{ sec},$$

$$\text{Ladezeit } t_l = 3.0 \cdot \frac{c}{\lambda} = 1.3 \text{ sec.}$$

Messungen. Als Beispiele für die Ausführung der Raumladungsmessungen sollen die Ergebnisse zweier Versuche bei Nebel mit Angabe der Meßgenauigkeit hier folgen. Die am Elektrometer in Volt abgelesene Spannung ist

$$V = V_s - \frac{V_s + V_1}{2}.$$

Die Raumladung ist dann:

$$\varrho = \frac{V}{300 \cdot 2 \pi a^3} \text{ ESE/cm}^3 = \frac{V}{300 \cdot 2 \pi a^3 \cdot 4.77 \cdot 10^{-10}} \text{ Elementarladungen/cm}^3.$$

Sind die Bedingungen für λ und c hinreichend genau erfüllt und die Kollektorabstände auf 1 mm genau eingehalten, so ist für die Meßgenauigkeit nur die Genauigkeit der Spannungsmessung maßgebend. Bei den angeführten Versuchen ist noch nicht auf Erreichung einer möglichst großen Meßgenauigkeit Wert gelegt worden.

Versuch mit Radiothorkollektoren:

$$a = 1 \text{ m},$$

$$V = -71 \pm 1 \text{ Volt},$$

$$\varrho = -3.75 \cdot 10^{-6} \text{ ESE/cm}^3 = -7900 \pm 110 \text{ Elementarladungen/cm}^3.$$

Versuch mit Zerstäuberkollektoren und Variierung des Kollektorabstandes a :

1. $a = 1 \text{ m}$,

$$V = -11.0 \pm 0.5 \text{ Volt},$$

$$\varrho = -0.58 \cdot 10^{-6} \text{ ESE/cm}^3 = -1220 \pm 55 \text{ Elementarladungen/cm}^3.$$

2. $a = 0.5 \text{ m}$,

$$V = -3.0 \pm 0.5 \text{ Volt},$$

$$\varrho = -0.64 \cdot 10^{-6} \text{ ESE/cm}^3 = -1380 \pm 220 \text{ Elementarladungen/cm}^3.$$

Innerhalb der Versuchsfehler ist also die Raumladung im Meßbereich örtlich konstant, und die Spannung V ist gemäß der ϱ -Formel proportional dem Quadrat des Kollektorabstandes a . —

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danken wir für Unterstützung dieser Arbeit.

Hamburg, Meteorologisches Institut der Universität, verbunden mit der Meteorol. Versuchsanstalt der Deutschen Seewarte, im Juni 1930.

Kurze Erwiderung auf Vegards Bemerkungen
über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen

Von Carl Störmer — (Mit 3 Abbildungen)

In einem Aufsatz über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen, der in Heft 1, 1930, dieser Zeitschrift veröffentlicht wurde, richtet L. Vegard starke Einwendungen gegen die Schlüsse, die Moxnes und ich von den von uns aufgenommenen Nordlichtspektren gezogen haben*).

Da seine Kritik wahrscheinlich auf Mißverständnissen beruht, dürfte eine kurze Erwiderung berechtigt sein**).

Die in unserem Artikel wiedergegebenen Spektren machen vielleicht den Eindruck, den Vegard hervorhebt, daß das gewöhnliche Nordlichtspektrum stark überexponiert sei, während das Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen so unterexponiert wäre, daß die grüne Nordlichtlinie eben oberhalb des

*) C. Störmer: Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. Diese Zeitschr. 5, 177 (1929).

**) Siehe auch C. Störmer: Spectrum of the sunlit aurora rays. Nature vom 1. März 1930.

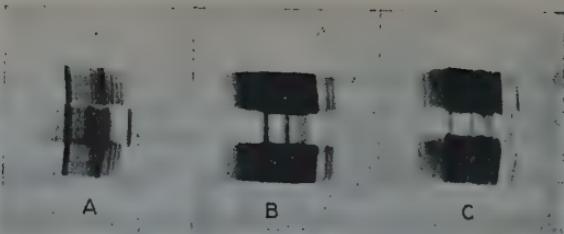


Fig. 1. Spektrum von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen (*B*) verglichen mit Spektren von Nordlichtern im Erdschatten (*A* und *C*). Vergleichsspektrum von Helium, Platten Sonia EW

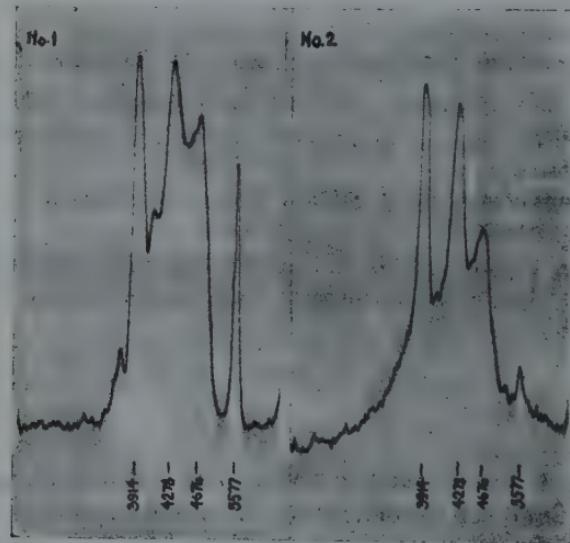


Fig. 2.
Photometrische Registrierungen der Spektren *A* (links) und *B* (rechts), von Moxnes

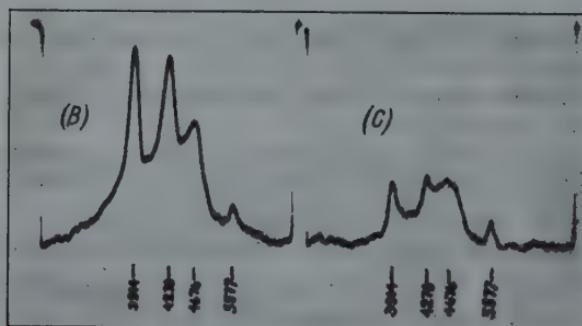


Fig. 3. Photometrische Registrierungen der Spektren *B* und *C*, von Moxnes

Schwellenwertes lag. Eine Ansicht der Originalnegative wie auch der photometrischen Registrierungen zeigt dagegen, daß diese Auffassung wohl als übertrieben angesehen werden muß. (Die kleinen Marken oben auf den Registrierungen in Fig. 2 und 3 sind die „unendlichen Schwärzungen“.) Wir haben letzten Herbst versucht, mehrere Spektrogramme von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen zu bekommen, aber keine solcher Strahlen wurden beobachtet; auch haben wir Einrichtungen gemacht, um die verschiedenen Spektren auf dieselbe Platte zu photographieren. Das einzige, was wir bekommen haben, ist nur ein neues Spektrum von gewöhnlichem Nordlicht im Erdschatten, aber dieses Spektrum ist insofern von Interesse, als die grüne Nordlichtlinie hier scheinbar dieselbe Intensität hat wie im Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen vom 15. bis 16. März 1929. Auf Fig. 1 sind die drei Spektren, alle mit Platten Sonia E W aufgenommen, wiedergegeben; das Klischee ist direkt von den Negativen gemacht worden. *A* ist das Spektrum des Nordlichtes im Erdschatten vom 15. und 16. März 1929, *B* das Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen derselben Nacht, und *C* das Spektrum des Nordlichtes im Erdschatten vom letzten Herbst.

In Fig. 2 sieht man die früher veröffentlichte Vergleichung der photometrischen Registrierungen der Spektren *A* und *B*, und in Fig. 3 die neue von den Spektren *B* und *C*, sämtlich von Moxnes aufgenommen.

Auf allen drei Spektren kommt der von uns hervorgehobene Effekt sehr gut hervor, daß die grüne Nordlichtlinie 5577 Å, verglichen mit den Stickstofflinien 3914 und 4278 Å, im Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen sehr viel schwächer ist als im Spektrum des Nordlichtes im Erdschatten.

Freilich sind die Spektren nicht auf derselben Platte, wohl aber auf derselben Plattensorte Sonia EW aufgenommen, aber die Schlüsse, die wir gezogen haben, machen keinen Anspruch auf quantitative Genauigkeit, sie sind nur qualitativ, und der Effekt ist so groß, das solche qualitativen Schlüsse uns berechtigt scheinen, um so mehr, als ich mehrmals diese Erscheinung visuell festgestellt habe durch Beobachtung von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen im Taschenspektroskop.

Hoffentlich bekommen wir bald mehrere Spektren, so daß die Frage endgültig beantwortet werden kann.

Vegard erwähnt in demselben Artikel seine Spektralaufnahmen von dem unteren und dem oberen Teil von Nordlichtstrahlen im März 1923. Seine Schlüsse sind aber nicht ohne Bedenken aufzunehmen. Freilich wurden die Bedingungen der Spektralaufnahmen richtig eingehalten, aber es wurden keine gleichzeitigen photographischen Höhenmessungen gemacht, so daß die von Vegard gemachten Abschätzungen der Höhe kaum ganz zuverlässig sind. In Wirklichkeit zeigen unsere vielen Höhenmessungen in Bossekop und im südlichen Norwegen, daß die Höhe der unteren und oberen Grenze von Strahlen und Draperien in kurzer Zeit sehr variieren kann, wie auch die Farbe des Nordlichtes, daß heißt die Intensitätsverteilung im Spektrum.

Was die Erklärung der Schwächung der Nordlichtlinie 5577 Å im Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen betrifft, so scheint mir eine Idee von Fil. Lic. Y. Öhman*) sehr beachtenswert, nämlich, daß der metastabile Zustand der Sauerstoffatome, der nach McLennan, Sommer und anderen die grüne Nordlichtlinie verursacht, von Sonnenlicht teilweise zerstört wird, so daß diese Linie schwächer wird in den sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen als im Nordlicht im Erdschatten.

Die Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln

Von E. Kohlschütter

Die Fragestellung, die O. Meisser zur Entwicklung einer Formel für die Variabilität invariabler Minimumschwerekpendel infolge kleiner Schneidenverlagerungen und gleichartig wirkender Ursachen geführt hat, wird genauer formuliert und praktisch herstellbaren Pendeln angepaßt. Eine Tabelle für diese Variabilität wird berechnet. Formeln für die Berechnung und Abstimmung von zylindrischen Minimumstabpendeln werden abgeleitet.

Kürzlich hat sich O. Meisser¹⁾ in dieser Zeitschrift mit den Eigenschaften und Abstimmungsmöglichkeiten von stabförmigen Minimumpendeln beschäftigt, einer Pendelform, die schon 1927 von mir vorgeschlagen worden war²⁾ und für die ich den Ausdruck „Minimumpendel“ der von Meisser gewählten Form „Minimalpendel“ vorziehe.

Bei seinen Betrachtungen über die Invariabilität und Abstimmung dieser Pendelart hat Meisser jedoch gerade die für das praktische Arbeiten mit den Pendeln wichtigsten Beziehungen übersehen, so daß mir eine Vervollständigung seiner Ausführungen notwendig erscheint. Zuerst schreibt er: „Es muß untersucht werden, wie genau man die Zusatzforderung: Schwerpunktsabstand von der Schneide = $\frac{1}{2}$ reduzierte Pendellänge einhalten muß“, und führt eine Größe ein, die die Abweichung von der Wilsing-Schulerschen Minimumbedingung angibt. Dann schreibt er: „Bei diesen neuen ‚Minimalpendeln‘ ändert sich die Schwingsdauer infolge Verlagerung der Schneide um ε gemäß

$$\Delta T_\varepsilon = + \left(\frac{\varepsilon}{l} \right)^2 \cdot T_{\min}^4,$$

und benutzt in seiner Tabelle die Größe ε als Maß für die Invariabilität der Pendel. Es ist Meisser nicht zum Bewußtsein gekommen, daß er auf diese Weise der Größe ε zwei verschiedene Bedeutungen beilegt, die man streng auseinanderhalten

*) Siehe: Beretning om det 18 skandinaviske Naturforskermøde i København 26. til 31. August 1929, S. 515. Infolge einer brieflichen Mitteilung von Professor Rosseland, September 1929, ist Dr. Albrecht Unsöld unabhängig von Öhman auf dieselbe Idee gekommen, hat aber nichts darüber veröffentlicht; er hat nur die fragliche Behauptung bei seiner Habilitation an der Universität München am 6. November 1929 als These 7 aufgestellt.

muß. Sie decken sich nur bei Pendeln, die ursprünglich der Wilsing-Schulerschen Bedingung absolut genau entsprechen, und daher haben die Meisserschen Ableitungen auch nur für solche Pendel Geltung. Pendel, die wirklich hergestellt und für Schweremessungen praktisch verwendet werden können, werden aber stets mit kleinen konstanten Abweichungen von der Wilsing-Schulerschen Bedingung behaftet sein. Für solche Pendel sind Formel (10) und Tabelle 2 von Meisser ohne Bedeutung.

Daß die Fragestellung anders lauten muß als bei Meisser, geht auch daraus hervor, daß die Kleinheit der Abweichung von der Minimumbedingung gar keine Voraussetzung für die Invariabilität eines Pendels ist. Wenn nur keine Schneidenverschiebungen vorkommen und das Pendel immer auf denselben Schneidenpunkten aufliegt, ist, abgesehen von sonstigen Veränderungsursachen, jedes Pendel bei beliebig großer Abweichung von der Minimumbedingung absolut invariabel. Auch ein Sterneckpendel, bei dem diese Abweichung viele Zentimeter groß ist, würde völlig unveränderlich sein, wenn es stets auf denselben Schneidenpunkten aufliegen und keine Verlagerung der Schneide vorkommen würde.

Die Fragestellung muß daher lauten, wie ich sie in meinem Aufsatze²⁾ angegeben habe, nämlich: Wie groß darf die Abweichung von der Wilsing-Schulerschen Minimumbedingung sein, damit das Pendel bei den in der Praxis vorkommenden Schneidenverlagerungen und Auflageverschiedenheiten genügend unveränderlich ist.

Es bezeichne

q den Trägheitshalbmesser (bei Meisser = s_0),

h den Abstand Schneide—Schwerpunkt (bei Meisser = s),

l die reduzierte Pendellänge,

T die Halbschwingungszeit,

h_m , l_m und T_{\min} dieselben Größen, wenn die Wilsing-Schulersche Minimumbedingung

$$h_m = q = \frac{1}{2} l_m \dots \dots \dots \quad (1)$$

erfüllt ist. Die konstante Abweichung von dieser Bedingung, die das Pendel von Anfang an hat, sei σ , so daß

$$h = h_m + \sigma \dots \dots \dots \quad (2)$$

ist. Die nachträglichen kleinen Schneidenverschiebungen und Verschiedenheiten der Auflagepunkte sollen mit Δh bezeichnet werden. Aus (2) folgt dann, daß $\Delta h = \Delta \sigma$ ist.

Die Schwingungsdauer eines Pendels ist

$$T = \pi \sqrt{\frac{q^2 + h^2}{hg}}, \quad \text{wo } \frac{q^2 + h^2}{h} = l \dots \dots \dots \quad (3)$$

ist. Durch Differentiation findet man

$$\Delta T = T \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{2h} \right) \Delta h = \left(\frac{\pi^2}{Tg} - \frac{T}{2h} \right) \Delta h \dots \dots \dots \quad (4)$$

Wenn σ klein gegen h_m ist und man Glieder höherer Ordnung vernachlässigt, findet man aus (3) unter Beachtung von (1) und (2)

$$T = T_{\min} \left[1 + \left(\frac{\sigma}{l_m} \right)^2 \right],$$

$$l = l_m \left[1 + 2 \left(\frac{\sigma}{l_m} \right)^2 \right],$$

$$h = h_m + \sigma.$$

Die Einsetzung liefert

$$\Delta T = 2 \frac{T_{\min}}{l_m^2} \sigma \left(1 - 3 \frac{\sigma}{l_m} \right) \Delta h \quad \dots \dots \dots \quad (5)$$

Das zweite Glied in der Klammer kann bei Pendeln, die so abgestimmt sind, daß die Wilsing-Schulersche Bedingung nahezu erfüllt ist, fortbleiben, so daß

$$\Delta T = 2 \frac{T_{\min}}{l_m^2} \sigma \Delta h = \frac{2 \pi^4}{g^2 T_{\min}^4} \sigma \Delta h \quad \dots \dots \dots \quad (6)$$

wird. Dies ist die Gleichung, die für wirklich herstellbare Pendel an Stelle der Gleichung (10) bei Meisser zu treten hat. Da

$$\Delta g = - \frac{2g}{T} \Delta T$$

ist, geht (6) über in

$$\Delta g = - \frac{4 \pi^4}{g T_{\min}^4} \sigma \Delta h \quad \dots \dots \dots \quad (7)$$

Mit g für 45° Breite und Meeresniveau wird

$$\frac{4 \pi^4}{g} = 0.3983 [9.6002 - 10],$$

so daß hinreichend genau

$$\Delta g = - 0.4 \frac{\sigma \Delta h}{T_{\min}^4}$$

gesetzt werden kann. Wenn σ und Δh in Millimetern ausgedrückt werden und Δg in mgal sich ergeben soll, tritt noch der Faktor 10 hinzu, so daß schließlich

$$\Delta g = - 4 \frac{\sigma \Delta h}{T_{\min}^4} \quad \dots \dots \dots \quad (8)$$

wird.

Um die geringere Variabilität der Minimumpendel deutlich zu machen, erscheint es mir zweckmäßiger, zum Vergleich die praktisch angewendeten Sterneckpendel heranzuziehen, statt der von Meisser angeführten mathematischen Pendel. Für Sterneckpendel muß Formel (4) benutzt werden. Die Konstanten für Sterneckpendel von Stückrath und Fechner sind rund $T = 0.508^\circ$, $h = 29\text{ cm}$ und $T = 0.252^\circ$, $h = 5.5\text{ cm}$, so daß

für $1/2\text{-sec-Pendel } \Delta T \cdot 10^7 = 8760 \Delta h$ und für $1/4\text{-sec-Pendel} = 17000 \Delta h$,
 für $1/2^\circ \quad \text{,,} \quad \Delta g \cdot 10^3 = - 3380 \Delta h$ und für $1/4^\circ \quad \text{,,} \quad = - 13240 \Delta h$

wird, wenn Δh in Millimetern ausgedrückt ist. An Stelle der Meisserschen Tabelle 2, in der nur gedachte Pendel miteinander verglichen werden, tritt dementsprechend die folgende:

T in sec . . .	0.75	0.5	0.4	0.3	0.25
Δh in mm . .	0.002	0.0007	0.002	0.0007	0.002
Sterneckpendel					
$\Delta T \cdot 10^7$ sec	88	18	6		
Δg in mgal	34	7	2		
Minimumpendel Δg in mgal					
$\sigma = 2.0$ mm	0.05	0.02	1.3	0.25	0.09
$\sigma = 0.5$ "	0.01	0.004	0.3	0.06	0.02
$\sigma = 0.3$ "	0.01	0.003	0.2	0.04	0.01
a_o in cm . .	20.4		9.1		5.8
a_u "	76.4		33.9		21.7
					3.2
					12.1
					2.1
					8.3

In den letzten zwei Zeilen stehen die ungefähren Maße zylindrischer Minimumstabpendel von der betreffenden Halbschwingungsdauer, und zwar gibt a_o den Abstand der oberen, a_u den der unteren Endfläche von der Schneide an.

Die Tabelle zeigt zunächst, daß beim Minimumpendel die Verringerung der Schwingungszeit noch viel ungünstiger wirkt als beim Sterneckpendel. Bei diesem ist die Variabilität, soweit sie von Schneidenverschiebung und gleichartig wirkenden Ursachen herrührt, beim Viertelsekundenpendel nur viermal so groß als beim Halbsekundenpendel. Beim Minimumpendel steigt sie dagegen auf das 16fache. Trotzdem wird man wegen der rasch unhandlich werdenden Pendelgröße nur ausnahmsweise über die Schwingungszeit von rund einer halben Sekunde hinausgehen können.

Obwohl der Abstand Schneide—Schwerpunkt nur ungenau zu messen ist, wird man praktisch die Wilsing-Schulersche Minimumbedingung, die ja $\sigma = 0$ verlangt, doch wohl mindestens mit einer Genauigkeit von $\sigma = 0.3$ mm erfüllen können. Das reicht aber auch völlig aus, da die Variabilität eines solchen Halbsekundenpendels etwa 170 mal kleiner ist, als die des Sterneckpendels. Der Betrag, bis zu dem man σ herunterzudrücken versuchen muß, hängt von Δh ab. Es ist leider nicht bekannt, welche Beträge diese Größe annehmen kann. Nur die obere Grenze läßt sich angeben. Man erhält sie, wenn man alle Änderungen, die die Pendel im Laufe der Zeit zeigen, als Schneidenverlagerungen oder Folgen des Aufliegens verschiedener Schneidenpunkte auf der Unterlage betrachtet. Einen Anhaltspunkt, wo diese obere Grenze ungefähr liegt, geben die Unterschiede zwischen den Schwingungszeiten desselben Pendels bei den Anschlußmessungen vor und nach den Feldbeobachtungen. Sie haben bei den Halbsekundenpendeln Sterneckscher Form des Geodätischen Instituts in den Jahren 1906 bis 1908 bis zu 24 Einheiten der 7. Stelle, in den Jahren 1910 bis 1913 nur noch 18 Einheiten betragen, in den Jahren 1924 bis 1929 sind sie unter 6 Einheiten geblieben. Die Tabelle zeigt, daß dieser letzteren Größe ein Δh von etwa 0.0007 mm

entspricht. Die wirklichen Werte von Δh müssen also unter 0.0007 mm liegen. Man ist deshalb berechtigt, anzunehmen, daß die Variabilität eines Minimumhalbsekundenpendels, soweit sie von Schneidenverlagerung und gleichartig wirkenden Ursachen herrührt, selbst bei einem σ von 2 mm unter 0.1 mgal, bei einem σ von 0.5 mm unter 0.02 mgal bleibt. Ob diese große Invariabilität wirklich erreicht werden wird, läßt sich ohne praktische Erfahrungen nicht sagen, da noch andere Ursachen Änderungen der Pendel hervorrufen dürften. Jedenfalls zeigen diese Zahlen aber, daß eine verhältnismäßig so große Abweichung von der Minimumsbedingung wie 0.3 oder 0.5 mm die Invariabilität des Halbsekundenminimumpendels nicht merklich verschlechtert.

Ferner gibt Meisser ein Näherungsverfahren zur Berechnung von Minimumpendeln an. Bei kompliziert gebauten Pendeln mag es vielleicht Vorteile bieten. Bei einfach gestalteten Pendeln dürfte die direkte Rechnung zweckmäßiger sein. Für den von Meisser als Beispiel durchgerechneten Fall eines Stabpendels in Form eines einfachen Kreiszylinders unter Vernachlässigung des Einflusses von Schneidenkörper und Spiegel habe ich die Grundformeln schon in meiner Abhandlung²⁾ angegeben. Ich will sie hier noch etwas ergänzen.

Der Halbmesser des Zylinderquerschnitts p wird in den praktisch in Betracht kommenden Fällen gegen die Länge des Zylinders f eine kleine Größe sein, so daß man nach p/f entwickeln kann. Ist dann a_o der Abstand Schneide bis obere Endfläche (h_1 bei Meisser), a_u bis untere Endfläche (h_2 bei Meisser), wobei a_o negativ ist, so findet man für ein Minimumpendel

$$a_o = -\frac{\sqrt{3}-1}{2}l + \frac{\sqrt{3}}{4}\frac{p^2}{l} + \sigma + (\sqrt{3}-1)\frac{\sigma^2}{l} + Gl_s, \quad \left. \right\} (9)$$

$$= -\frac{(\sqrt{3}-1)gT^2}{2\pi^2} + \frac{\sqrt{3}\pi^2 p^2}{4gT^2} + \sigma + \frac{(\sqrt{3}-1)\pi^2 \sigma^2}{gT^2} + Gl_s; \quad \left. \right\}$$

$$a_u = \frac{\sqrt{3}+1}{2}l - \frac{\sqrt{3}}{4}\frac{p^2}{l} + \sigma - (\sqrt{3}+1)\frac{\sigma^2}{l} + Gl_s, \quad \left. \right\} (10)$$

$$= \frac{(\sqrt{3}+1)gT^2}{2\pi^2} - \frac{\sqrt{3}\pi^2 p^2}{4gT^2} + \sigma - \frac{(\sqrt{3}+1)\pi^2 \sigma^2}{gT^2} + Gl_s. \quad \left. \right\}$$

Die Glieder 3. Ordnung sind so klein, daß man sie bei den praktisch vor kommenden Fällen vernachlässigen kann.

Da entsprechend der Tabelle die Minimumpendel in bezug auf die strenge Erfüllung der Minimumsbedingung verhältnismäßig unempfindlich sind, ist die genaue Abstimmung eines einzelnen Pendels von geringer Bedeutung. Viel wichtiger ist dagegen die Abstimmung zweier Pendel aufeinander, denn wenn man die Vorteile der Minimumpendel voll ausnutzen will, müssen auch die übrigen Fehler, besonders der der Mitschwingensverbesserung stark herabgedrückt werden. Meisser verlangt sogar, daß das Mitschwingen des Stativs durch zwei gegen-

einander schwingende Pendel eliminiert werden soll. Wenn diese Meissersche Forderung wohl auch niemals zu erreichen sein dürfte, so ist die mögliche Gleichheit der Schwingungszeiten doch tatsächlich die wichtigste zu erfüllende Bedingung. Da Meisser jedoch nichts darüber sagt, wie sie erfüllt werden kann, so sei auch darüber noch einiges gesagt.

Wenn die beiden in derselben Ebene schwingenden Pendel einander gleich sind, und m die Masse des Pendels, ε die elastische Konstante des Stativs, a die Amplitude, φ die Phase, t die Zeit und F_1, F_2 Faktoren bedeuten, so sind nach Schmehl³⁾ die Reduktionen der beobachteten Schwingungszeiten auf starres Stativ

$$\Delta T_1 = -T \frac{mg\hbar}{2\varepsilon l^2} \left(1 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a_2}{a_1} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right)_a + \left(\frac{a_2}{a_1} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right)_e \right] - (T_2 - T_1) F_1 (t_e - t_a)^2 \right),$$

$$\Delta T_2 = -T \frac{mg\hbar}{2\varepsilon l^2} \left(1 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a_1}{a_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right)_a + \left(\frac{a_1}{a_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right)_e \right] - (T_1 - T_2) F_2 (t_e - t_a)^2 \right).$$

Da der Faktor $Tmgh/2\varepsilon l^2$ nur ungenau zu bestimmen und außerdem veränderlich ist, müssen die Klammerausdrücke möglichst klein gemacht werden. Daraus folgt, daß die Phasenunterschiede am Anfang der Beobachtung $(\varphi_2 - \varphi_1)_a$ und an ihrem Ende $(\varphi_2 - \varphi_1)_e$ möglichst nahe an 180° liegen müssen. Denn man wird die Amplituden a_1 und a_2 einander möglichst gleich machen, weil sowohl $a_2 : a_1$ wie $a_1 : a_2$ in den Formeln vorkommt. Die Phasenbedingung wird aber um so besser erfüllt sein, je geringer die Änderung des Phasenunterschieds während der Beobachtungsdauer, je näher also die Forderung $T_2 = T_1$, oder was auf dasselbe hinauskommt, $l_2 = l_1$ erfüllt ist. Dann wird auch das letzte Klammergeglied sich um so mehr der Null nähern. Dazu treten die beiden Minimumsbedingungen $l_1 = 2h_1$ und $l_2 = 2h_2$, wodurch auch $h_2 = h_1$ wird, und um die Voraussetzung zweier gleicher Pendel zu erfüllen, die Bedingung $m_2 = m_1$.

Die Abstimmung der Pendel erfolgt zunächst durch Abschleifen, nach der Vergoldung durch Verstärkung der Goldschicht an bestimmten Stellen.

Es werde wieder ein Stabpendel in Kreiszylinderform angenommen. Die Massenänderungen sollen in schmalen Ringen an beiden Stabenden und in einem Ring, der von der Schneide den Abstand a hat, erfolgen. Wenn dieser Ring über der Schneide liegt, ist a negativ zu nehmen. Die Massenänderungen seien Δo , Δu und Δa . Wenn die Ringe an den Enden schmal sind, können ihre Abstände von der Schneide gleich a_o und a_u angenommen werden. Bezeichnet der Index 0 den Zustand vor den Massenänderungen und J das Trägheitsmoment in bezug auf die Schneide, so ist

$$l_0 = \frac{J_0}{m_0 h_0},$$

$$l = \frac{J_0 + (a_o^2 + 1/2 p^2) \Delta o + (a_u^2 + 1/2 p^2) \Delta u + (a^2 + 1/2 p^2) \Delta a}{m_0 h_0 + a_o \Delta o + a_u \Delta u + a \Delta a} \quad (11)$$

Es werde angenommen, daß die Pendel so konstruiert sind, daß sie die angegebenen vier Bedingungen roh erfüllen. Dann kann man (11) und den Nenner von (11) unter Vernachlässigung höherer Glieder entwickeln, indem man die Werte von (9) und (10) einsetzt. Dies gibt

$$m_0 l = m_0 l_0 + \left(l_0 - \frac{1}{2} \frac{p^2}{l_0} \right) \Delta o + \left(l_0 - \frac{1}{2} \frac{p^2}{l_0} \right) \Delta u - 2 \left(a - \frac{a^2 + 1/2 p^2}{l_0} \right) \Delta a \quad (12)$$

$$m_0 h = m_0 h_0 - \frac{\sqrt{3}}{2} \left(l_0 - \frac{1}{2} \frac{p^2}{l_0} \right) \Delta o + \frac{\sqrt{3}}{2} \left(l_0 - \frac{1}{2} \frac{p^2}{l_0} \right) \Delta u - \left(\frac{1}{2} l_0 - a \right) \Delta a \quad (13)$$

Um die genaue Abstimmung durchzuführen, wird man l_0 , h_0 und m_0 der rohen Pendel messen, l_0 durch Schwingungsbeobachtungen, m_0 durch Wägung, h_0 durch Messung auf dem Komparator, entweder mit dem Kühnen-Furtwänglerschen Apparat, oder indem man das Pendel quer auf zwei Schneiden legt, die einen sehr kleinen Abstand (0.2 bis 0.3 mm) voneinander haben. Dann wird man zuerst bei dem leichteren der beiden Pendel (Index l) die Minimumsbedingung $l_1 = 2 h_1$ erfüllen. Durch Einsetzen der Werte aus (12) und (13) ergibt dies folgende Bedingung:

$$\left. \begin{aligned} & m_{0l} (l_{0l} - 2 h_{0l}) + (\sqrt{3} + 1) \left[l_{0l} - \frac{1}{2} \frac{p_l^2}{l_{0l}} \right] \Delta o_l \\ & - (\sqrt{3} - 1) \left[l_{0l} - \frac{1}{2} \frac{p_l^2}{l_{0l}} \right] \Delta u_l + \left[l_{0l} - 4 a_l + \frac{2 a_l^2 + p_l^2}{l_{0l}} \right] \Delta a_l = 0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Bringt man ein Δo_l am Pendel an, d. h. schleift man am oberen Ende einen Ring weg, so wird $m_{0l} (l_{0l} - 2 h_{0l})$ kleiner. Bringt man ein Δu_l an, d. h. schleift man am unteren Ende weg, so wird $m_{0l} (l_{0l} - 2 h_{0l})$ größer. Durch ein Δa_l kann $m_{0l} (l_{0l} - 2 h_{0l})$ sowohl vergrößert als verkleinert werden, je nach dem Abstand von der Schneide a_l , in dem der mittlere Ring abgeschliffen wird. Im Einzelfalle hat man es also durch passende Wahl der Schleifstellen in der Hand, $m_{0l} (l_{0l} - 2 h_{0l})$ zum Verschwinden zu bringen.

Die übrigen drei Bedingungen müssen sodann durch Abschleifen des schwereren Pendels (Index s) erfüllt werden. Die Bedingungen $l_s = l_l$, $l_s = 2 h_s$ und $m_s = m_l$ liefern folgende Gleichungen, wenn man die Ausdrücke (12) und (13) einsetzt

$$\left[l_{0s} - \frac{1}{2} \frac{p_s^2}{l_{0s}} \right] \Delta o_s + \left[l_{0s} - \frac{1}{2} \frac{p_s^2}{l_{0s}} \right] \Delta u_s - \left[2 a_s - \frac{2 a_s^2 + p_s^2}{l_{0s}} \right] \Delta a_s + m_{0s} (l_{0s} - l_l) = 0 \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} & (\sqrt{3} + 1) \left[l_{0s} - \frac{1}{2} \frac{p_s^2}{l_{0s}} \right] \Delta o_s - (\sqrt{3} - 1) \left[l_{0s} - \frac{1}{2} \frac{p_s^2}{l_{0s}} \right] \Delta u_s \\ & + \left[l_{0s} - 4 a_s + \frac{2 a_s^2 + p_s^2}{l_{0s}} \right] \Delta a_s + m_{0s} (l_{0s} - 2 h_{0s}) = 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (16)$$

$$\Delta o_s + \Delta u_s + \Delta a_s + (m_{0s} - m_l) = 0 \quad \dots \quad (17)$$

Die Auflösung dieses Gleichungssystems liefert die Massenänderungen Δo_s , Δu_s , Δa_s , die an dem schwereren Pendel anzubringen sind, damit die gestellten Bedingungen erfüllt werden. Der Abstand a_s für den mittleren Ring kann so gewählt werden, daß sich die Auflösung der Gleichungen möglichst günstig gestaltet, und daß die Lösungen der Bedingung entsprechen, daß Δo_s , Δu_s und Δa_s sämtlich negativ sein müssen.

Die beiden Pendel werden vom Mechaniker schon so übereinstimmend und der Vorausberechnung entsprechend hergestellt sein, daß in den Faktoren der Unbekannten $l_s = l_l = l$, $h_s = h_l = h$ und $m_s = m_l = m$ gesetzt und p vernachlässigt werden können. Bei der praktischen Anwendung wird außerdem bei der Abstimmung des leichteren Pendels zunächst zweckmäßig $\Delta a_l = 0$ gesetzt, so daß sich dafür aus (14) die Bedingungsgleichungen ergeben, entweder

$$\left. \begin{aligned} \Delta o_l &= -\frac{m}{(\sqrt{3}+1)l}(l_{0l}-2h_{0l}) = -\frac{2m}{(\sqrt{3}+1)T}\left(T_{0l}-\pi\sqrt{\frac{2h_{0l}}{g}}\right) \\ &= -\frac{2m}{(\sqrt{3}+1)c}\left(c_{0l}-\pi(i c_{0l} \pm 1)\sqrt{\frac{2h_{0l}}{g}}\right) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} \Delta u_l &= \frac{m}{(\sqrt{3}-1)l}(l_{0l}-2h_{0l}) = \frac{2m}{(\sqrt{3}-1)T}\left(T_{0l}-\pi\sqrt{\frac{2h_{0l}}{g}}\right) \\ &= \frac{2m}{(\sqrt{3}-1)c}\left(c_{0l}-\pi(i c_{0l} \pm 1)\sqrt{\frac{2h_{0l}}{g}}\right) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

In der dritten Form dieser Gleichungen bedeutet c das Koinzidenzintervall eines $1/i$ -Sekundenpendels, so daß $T = c/(ic \pm 1)$ ist. Die Gleichungen sind nach dem Vorgang von Schmehl⁴⁾ auch in dieser Form geschrieben.

Ist $\left(T_{0l}-\pi\sqrt{\frac{2h_{0l}}{g}}\right)$ positiv, so ist Gleichung (18) zu benutzen und am oberen Ende Masse wegzunehmen. Ist diese Größe negativ, so wird entsprechend Gleichung (19) am unteren Ende Masse entfernt.

Zur Abstimmung des schwereren Pendels auf das leichtere liefern sodann die Gleichungen (15) bis (17) folgende Werte der Unbekannten.

$$\left. \begin{aligned} \Delta o_s &= \frac{\left(\sqrt{3}-4\frac{a_s}{l}+2\left(\frac{a_s}{l}\right)^2\right)m}{2\sqrt{3}\left(1+2\frac{a_s}{l}-2\left(\frac{a_s}{l}\right)^2\right)l}(l_l-l_{0s})-\frac{m}{2\sqrt{3}l}(l_{0s}-2h_{0s}) \\ &\quad -\frac{1-2(\sqrt{3}+1)\frac{a_s}{l}+2\sqrt{3}\left(\frac{a_s}{l}\right)^2}{2\sqrt{3}\left(1+2\frac{a_s}{l}-2\left(\frac{a_s}{l}\right)^2\right)}(m_l-m_{0s}), \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta u_s &= \frac{\left(\sqrt{3} + 4 \frac{a_s}{l} - 2 \left(\frac{a_s}{l}\right)^2\right) m}{2\sqrt{3} \left(1 + 2 \frac{a_s}{l} - 2 \left(\frac{a_s}{l}\right)^2\right) l} (l_l - l_{0s}) + \frac{m}{2\sqrt{3} l} (l_{0s} - 2 h_{0s}) \\ &+ \frac{1 + 2 (\sqrt{3} - 1) \frac{a_s}{l} - 2 \sqrt{3} \left(\frac{a_s}{l}\right)^2}{2\sqrt{3} \left(1 + 2 \frac{a_s}{l} - 2 \left(\frac{a_s}{l}\right)^2\right)} (m_l - m_{0s}), \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\Delta a_s = - \frac{m}{\left(1 + 2 \frac{a_s}{l} - 2 \left(\frac{a_s}{l}\right)^2\right) l} (l_l - l_{0s}) + \frac{1}{1 + 2 \frac{a_s}{l} - 2 \left(\frac{a_s}{l}\right)^2} (m_l - m_{0s}) \quad (22)$$

Für den praktischen Gebrauch wird man für a_s zweckmäßigerverweise setzen

$$a_s = \frac{1}{2} l = \frac{g T^2}{2 \pi^2} = \frac{g c^3}{2 \pi^2 (i c \pm 1)^2} \quad \dots \dots \dots \quad (23)$$

denn für diesen Wert ist nach (12) die Wirkung eines Δa ein Maximum. D. h. der mittlere Ring ist in dem Abstand des Schwerpunkts von der Schneide abzuschleifen. Um diesen Sonderfall zu kennzeichnen, werde $\Delta a_s = \Delta s_s$ gesetzt. Die Unbekannten werden in diesem Falle:

$$\left. \begin{aligned} \Delta o_s &= \frac{(2 - \sqrt{3}) m}{6 l} (l_l - l_{0s}) - \frac{\sqrt{3} m}{6 l} (l_{0s} - 2 h_{0s}) + \frac{1}{6} (m_l - m_{0s}) \\ &= \frac{(2 - \sqrt{3}) m}{3 T} (T_l - T_{0s}) - \frac{\sqrt{3} m}{3 T} \left(T_{0s} - \pi \sqrt{\frac{2 h_{0s}}{g}}\right) + \frac{1}{6} (m_l - m_{0s}) \\ &\doteq \frac{\pm (2 - \sqrt{3}) m}{3 c} (c_l - c_{0s}) - \frac{\sqrt{3} m}{3 c} \left(c_{0s} - \pi (i c_{0s} \pm 1) \sqrt{\frac{2 h_{0s}}{g}}\right) + \frac{1}{6} (m_l - m_{0s}), \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta u_s &= \frac{(2 + \sqrt{3}) m}{6 l} (l_l - l_{0s}) + \frac{\sqrt{3} m}{6 l} (l_{0s} - 2 h_{0s}) + \frac{1}{6} (m_l - m_{0s}) \\ &= \frac{(2 + \sqrt{3}) m}{3 T} (T_l - T_{0s}) + \frac{\sqrt{3} m}{3 T} \left(T_{0s} - \pi \sqrt{\frac{2 h_{0s}}{g}}\right) + \frac{1}{6} (m_l - m_{0s}) \\ &\doteq \frac{\pm (2 + \sqrt{3}) m}{3 c} (c_l - c_{0s}) + \frac{\sqrt{3} m}{3 c} \left(c_{0s} - \pi (i c_{0s} \pm 1) \sqrt{\frac{2 h_{0s}}{g}}\right) + \frac{1}{6} (m_l - m_{0s}), \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta s_s &= - \frac{2 m}{3 l} (l_l - l_{0s}) + \frac{2}{3} (m_l - m_{0s}) \\ &= - \frac{4 m}{3 T} (T_l - T_{0s}) + \frac{2}{3} (m_l - m_{0s}) \\ &= - \frac{4 m}{3 c} (c_l - c_{0s}) + \frac{2}{3} (m_l - m_{0s}) \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (26)$$

Alle drei Unbekannten müssen negativ sein. Sollten sie es im Einzelfalle nicht sein, muß zuvor das leichtere Pendel noch leichter gemacht werden. Dabei muß die Wilsing-Schulersche Bedingung aufrechterhalten bleiben. Nach (14) ist dies der Fall, wenn man am oberen und unteren Ende so abschleift, daß

$$\Delta o_l = \left[\frac{\sqrt{3} - 1}{\sqrt{3} + 1} \right] \Delta u_l \quad \dots \dots \dots \quad (27)$$

ist, oder daß man einen mittleren Ring in der Entfernung a_l abschleift, die aus

$$l_l - 4a_l + \frac{2a_l^2 + p_l^2}{l_l} = 0$$

oder aus

$$a_l = l_l \left(1 - \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{p_l}{l_l} \right)^2 \right)} \right) = \frac{g T_l^2}{\pi^2} \left(1 - \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{\pi^2 p}{g T^2} \right)^2 \right)} \right). \quad (28)$$

sich ergibt.

Im ersten Falle wird l_l verkleinert, denn es ist nach (12)

$$\Delta l_l = \frac{l}{m} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{p}{l} \right)^2 \right) (\Delta o_l + \Delta u_l) \quad \dots \dots \dots \quad (29)$$

Im zweiten Falle wird l_l vergrößert, denn es ist nach (12)

$$\Delta l_l = - \frac{l}{m} \left(\sqrt{2 \left(1 - \left(\frac{p}{l} \right)^2 \right)} - 1 \right) \Delta a_l \quad \dots \dots \dots \quad (30)$$

Man hat es also in der Hand, durch die Wahl der Schleifstellen l_l und m_l so zu verändern, ohne die Abstimmung des Pendels zu beeinträchtigen, daß Δo_s , Δu_s und Δs_s sämtlich negativ werden.

Wenn durch das Vergolden der Pendel die Abstimmung gestört sein sollte, kann man sie dadurch wiederherstellen, daß man an geeigneten Stellen des leichteren Pendels die Vergoldung stärker macht. Da es sich dabei nur um geringe Beträge handeln kann, wird man von der strengen Erfüllung der Wilsing-Schulerschen Bedingung entsprechend der Tabelle sowie auch von der völligen Gleichheit der Massen absehen können und nur die Schwingungszeiten gleichmachen. Man wird daher am oberen oder unteren Ende oder in der Mitte am Schwerpunkt stärker vergolden, je nachdem $(T_{0s} - T_{0l})$ positiv oder negativ ist, entsprechend einer der Formeln:

$$\Delta o_l \quad \text{oder} \quad \Delta u_l = \frac{m}{l} (l_{0s} - l_{0l}) = \frac{2m}{T} (T_{0s} - T_{0l}) = \frac{2m}{c} (c_{0s} - c_{0l}) \quad (31)$$

$$\Delta s_l = - \frac{2m}{l} (l_{0s} - l_{0l}) = - \frac{4m}{T} (T_{0s} - T_{0l}) = - \frac{4m}{c} (c_{0s} - c_{0l}) \quad (32)$$

Literatur

- 1) O. Meisser: Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schweremessungen. Zeitschr. f. Geophys., 6. Jahrg., 1930, S. 1.
- 2) E. Kohlschütter: Über Pendelformen. Verhandl. d. 1927 in Riga abgeh. 3. Tagung der Baltischen Geodätischen Kommission, S. 83. Helsinki 1928.
- 3) H. Schmehl: Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel. Zeitschr. f. Geophys., 3. Jahrg., 1927, S. 157.
- 4) Derselbe: Die Reduktion der Koinzidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen. Zeitschr. f. Geophys., 5. Jahrg., 1929, S. 1.

Bemerkung zu der Arbeit „Die Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln“ von E. Kohlschütter

Von O. Meisser

Es ist richtig, daß in meiner angeführten Arbeit ε zwei verschiedene Bedeutungen zugesprochen werden können. Es muß aber betont werden, daß die Formel (9) bzw. (10) die präzise Antwort auf meine gestellte Frage gibt, wie genau man die Zusatzforderung (B) einhalten muß. Zerlegt man nach Kohlschütter die „Verlagerung ε der Schneide“ gegenüber dem Schwerpunkt in einen konstruktiv gegebenen konstanten (σ) und einen veränderlichen (Δh) Betrag, so geht mit $\varepsilon = \sigma + \Delta h$ meine Gleichung (10) über in

$$T_{\sigma, h} - T_{\text{Min}} \left(1 + \left(\frac{\sigma^2}{l_m} \right) \right) = \Delta T_{\sigma, h} = T_{\text{Min}} \left\{ \frac{2\sigma \cdot \Delta h}{l_m^2} + \left(\frac{\Delta h}{l_m} \right)^2 \right\} \quad \dots \quad (\text{I})$$

Man sieht somit, daß (10) gemäß (I) nicht nur das in Δh lineare Glied [bei Kohlschütter, Formel (6)], sondern auch noch das in Δh quadratische Glied direkt hinzuschreiben gestattet ($\varepsilon \ll l_m/2!$). Mit Absicht habe ich in der Tabelle 2 die ε (entspricht Δh)-Werte nur für die beiden idealen Grenzfälle angegeben, um den großen Unterschied für ein strenges Minimalpendel ($\sigma = 0$) und das entsprechende mathematische Pendel ($h = l$) zu zeigen. Bekanntlich läßt sich das Sternecksche Pendel für großenordnungsmäßige Betrachtungen durch das mathematische bequem ersetzen, da die entsprechenden Zahlen (Δh) sich nur um 12 bzw. 15% unterscheiden und man so gleich die theoretisch ungünstigste Grenzform hat.

Der Wert eines Näherungsverfahrens liegt darin, daß es möglichst das Pendel, wie es wirklich ist, erfaßt. Für genauere Anforderungen dürfte es kaum genügen, den Einfluß von Schneide und Spiegeln zu vernachlässigen, wie ich es „der Einfachheit halber“ tat, um das „prinzipielle“ Arbeiten zu zeigen und ausdrücklich in der Fußnote betont habe. Meiner Ansicht nach muß auch die Abstimmung der Pendel auf die Minimumbedingung (σ) schärfer sein, als Kohlschütter fordert. Es ist erwünscht, einen noch größeren Fehler durch eventuelle Schneidenverlagerungen

sicher kompensieren zu können, und dann muß man die Formel (10) mit zur Feinabstimmung der einzelnen Pendel in ihrer Schwingungsdauer benutzen, da sich wegen des Minimums ε (bei Kohlschütter σ) schneller ändert als T . Man benutzt daher am besten ein allgemeineres Verfahren, wie es an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung gebraucht wird, das weniger an eine ideale Pendelform gebunden ist. Bezeichnet man mit dem Index Null die Größen des strengen Minimalpendels ($\sigma = 0$ bzw. $\varepsilon = 0$), mit 1 die des abzustimmenden Pendels (ε bzw. σ), mit K_i , D_i die auf die Schneide bezogenen Trägheits- bzw. einfachen Momente der Massen M_i , so erhält man für die beiden Schleifkörper (u unten, v oben) aus

$$\left. \begin{aligned} l_1 &= \frac{K_1}{D_1}, & l_0 &= \frac{K_1 - K_{u,v}}{D_1 - D_{u,v}} \\ s_1 &= \frac{D_1}{M_1}, & s_0 &= \frac{D_1 - D_{u,v}}{M_1 - M_{u,v}} = \frac{l_0}{2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \quad (\text{II})$$

die beiden allgemeinen, vollständig strengen Bestimmungsgleichungen:

$$l_1 - l_0 = \frac{1}{s_1 \cdot M_1} [K_{u,v} - l_0 \cdot D_{u,v}] \dots \dots \dots \quad (\text{III})$$

$$\varepsilon = s_1 - \frac{l_0}{2} = \frac{D_{u,v}}{M_1} - \frac{l_0}{2} \frac{M_{u,v}}{M_1} \dots \dots \dots \quad (\text{IV})$$

Der Schwerpunktsabstand s_1 von der Schneide wird experimentell bestimmt. Da die üblichen von Kohlschütter angegebenen Methoden nicht unter ± 0.1 mm genau sind, habe ich eine neue Methode benutzt. Man „sprengt“*) auf eine polierte Pendelndfläche nach dem Verfahren bei Endmaßstäben einen ebenfalls polierten Körper auf und berechnet aus der neuen Pendellänge und den Daten dieses Hilfskörpers die Größe s_1 bequem auf $1/100$ mm genau. Durch Vergleichung von l_i und s_i für verschiedene Pendel läßt sich über (III), (IV) und (10) ganz allgemein eine weite Übereinstimmung in T_i erreichen. Die entsprechenden Näherungsformeln aus III, IV mit Zahlenbeispielen, die bereits zum größten Teil fertig vorliegen, und den sonstigen experimentellen Hilfsmitteln werden demnächst veröffentlicht werden.

*) W. Block: Technische Präzisionsmessungen, II₄, Endmaße. Auerbach-Hort: Handb. d. physik. u. techn. Mechanik I, Leipzig 1929.

Erwiderung

Von E. Kohlschütter

Entgegen der Ansicht von Herrn Meisser halte ich es für richtiger, beim Vergleich der Invariabilitäten nicht die theoretisch ungünstigsten Grenzfälle, sondern wirkliche Pendel zu benutzen. Denn bei den ersteren ist die durch die Einführung der Minimumsbedingung erzielte Erhöhung der Invariabilität größer als bei den wirklich herstellbaren Pendeln. Sie ergeben also ein zu günstiges Resultat.

Inzwischen sind vier Minimumstabpendel für die A. Wegenersche Grönlandforschungsreise von Dr. Jung abgestimmt worden. Die Ergebnisse der letzten Abstimmungen zeigt folgende Tabelle:

Datum	$l - 2h$ mm	T_1	Diff.	$l - 2h$ mm	T_2	Dif.	$T_2 - T_1$
9. 7.	-0.33	0°.491 3977	+0.02	0°.491 4038	oben abgeschliffen	-128	+61
		Spiegel neu befestigt	+6				
11. 7.	-0.22	3983	-0.02	3910	vergoldet	-185	-73
		vergoldet	-250				
16. 7.		3733		3725			-8

Datum	$l - 2h$ mm	T_3	Dif.	$l - 2h$ mm	T_4	Dif.	$T_4 - T_3$
9. 7.	+0.33	0°.491 2235	-0.02	0°.491 1894	Spiegel neu befestigt	+17	-341
		oben abgeschliffen	-224				
10. 7.	+0.27	2011	-0.02	1911			-100
		oben abgeschliffen	-170				
11. 7.	+0.22	1841	-0.03	1879	vergoldet	-244	+38
		vergoldet	+213				
16. 7.		1628		1635			+7

Hierin fällt die von mir nicht erwartete starke Änderung der Schwingungszeit durch die Vergoldung auf. Dadurch wird eine Änderung des letzten Absatzes meiner Mitteilung nötig, dahingehend, daß auch nach der Vergoldung die Minimumsbedingung $l = 2h$ geprüft werden muß. Es sind also auch nach der Vergoldung die Gleichungen (24) bis (26) an Stelle der Gleichungen (31) und (32) anzuwenden. In diesen Gleichungen ist die von Herrn Meisser geforderte scharfe Abstimmung auf die Minimumsbedingung enthalten.

Bei der Abstimmung der Pendel hat sich gezeigt, daß mit Hilfe des Kühnen-Furtwänglerschen Apparates h bis auf 0.03 bis 0.05 mm genau zu bestimmen ist. Dies genügt nach der Tabelle auf S. 469 völlig. Die neue Methode von Meisser, die eine noch größere Genauigkeit gibt, ist sehr elegant und schön, stellt aber an die Feinheit der technischen Ausführung der Pendel und des Zusatzkörpers erheblich höhere Anforderungen.

Leider konnte die Abstimmung der vier Stabpendel nicht bis zu Ende durchgeführt werden, weil sie sonst nicht mehr rechtzeitig nach Grönland hätten abgesandt werden können.

Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn Dr. O. Meisser: „Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schweremessungen“

Von Prof. Dr. C. A. Heiland

Am Schlusse seiner Arbeit über einen neuen Pendelapparat beschreibt Dr. O. Meisser eine Vorrichtung, die es erlaubt, mit Hilfe einer photoelektrischen Zelle die Durchgänge des Pendels durch die Ruhelage in Stromschwankungen umzuwandeln. Es sei mir gestattet, darauf hinzuweisen, daß eine derartige Vorrichtung von mir vor etwa 3 Jahren angegeben worden ist*). Die photoelektrische Zelle lag in der dort angegebenen Anordnung im ersten Gitterkreis eines Kurzwellensenders, der die Übertragung der Pendelschwingungen auf die Feldpendelstationen besorgte. Obwohl ich annehme, daß der damalige Hinweis die erste Veröffentlichung über die photoelektrische Registriermethode darstellt, sei bemerkt, daß, wie sich später herausstellte, im Jahre 1927 eine ähnliche Anordnung schon von Dr. Paul Heyl im Bureau of Standards in Washington zum Vergleich von Stimmgabel- und Pendelschwingungen benutzt wurde, ohne daß derselbe etwas über dieses Verfahren publiziert hat.

Ferner mag bemerkt werden, daß die Zeitgenauigkeit der photoelektrischen Registriermethode noch gesteigert werden kann, indem man das von Dr. Meisser in seine Fig. 18 durch *A* bezeichnete Relais oder Galvanometer durch eine Glimmlampe ersetzt, deren Registrierungen einer weit höheren Zeitgenauigkeit fähig sind. Durch die Kombination von Photozelle und Glimmlampe werden somit alle mechanischen Glieder im Registrierkreis eliminiert. Die gewöhnlichen Glimmlampen sind indessen zur photographischen Registrierung ungeeignet. Ich habe daher eine für die Zwecke der Registrierung von Zeitmomenten in der angewandten Seismik und bei Pendelmessungen geeignete Form der Glimmlampe angegeben, die sich durch eine Füllung mit violett leuchtendem Gas, durch Ansprechen auf schon relativ geringe Ströme (etwa $\frac{4}{10}$ Milliamp.) und durch große Trägheitsfreiheit auszeichnet. Die Schaltung dieser Röhre in einem Radioempfangskreis findet sich angegeben in einer Arbeit, betitelt „The transmission of the time of explosion in seismic prospecting“, welche demnächst in Gerlands Beiträgen erscheinen wird.

*) Bulletin of the National Research Council, Amer. Geophys. Union, Nr. 61, 1927, S. 70.

Golden, Colorado, U. S. A., April 1930.

Bemerkung zu den vorstehenden Ausführungen
von Herrn Prof. Dr. C. A. Heiland

Von O. Meisser

Bei der Beschreibung am Schluß meiner angeführten Arbeit hatte ich nicht die Absicht, Herrn Heiland die Priorität streitig zu machen, eine zweckmäßige Anordnung von Lichtrelais für relative Schwerependelmessungen vorgeschlagen zu haben, sondern ich wollte ein von Herrn Gengler bereits nachgeprüftes und experimentell erprobtes Ergebnis mitteilen, wie man mit handelsüblichen Photozellen, einer einfachen bekannten Röhrenschaltung, kleiner Lichtquelle (2 Watt) und unseren sonstigen Hilfsmitteln diese elektrisch-optische Anordnung bei Pendelmessungen mit verwenden kann. Eine derzeitige Veröffentlichung der gesamten Arbeit ist aus technischen Gründen noch nicht möglich.

Jena, den 31. August 1930.

Das Epizentrum
des südatlantischen Großbebens vom 27. Juni 1929

Von E. Tams, Hamburg

Die in einer früheren Untersuchung ausgeführte Berechnung der epizentralen Koordinaten wird unter Hinzuziehung weiteren Materials an Hand der Jenaer Laufzeiten von 1929 bzw. der Frankfurter Laufzeiten von 1929 überprüft. Bei stärkerer Sicherung des Resultats wird die Zugehörigkeit des Epizentrums zur Region des Nordwestendes der Südsandwichtiefenrinne bestätigt.

In einem kürzlich erschienenen Artikel über „Die Seismizität des Südantillenbogens“¹⁾ habe ich unter anderem besonders die Lage des Epizentrums des in der Überschrift genannten Großbebens näher untersucht. Es ergab sich, daß das Epizentralgebiet der Region der „Südsandwichtiefe“ angehört, und zwar im Nordwestende dieser Tiefseerinne oder doch nahe nördlich oder auch südlich davon zu suchen ist. Ich hatte je nach den zugrunde gelegten Laufzeiten (mittlere Frankfurter Kurven von 1929 und mittlere Jenaer Kurven von 1925) bzw. je nach der Auswahl der zu benutzenden P -Zeiten hinsichtlich der geographischen Breite φ_e und Länge λ_e des Epizentrums die drei Resultate erhalten:

$$\varphi_e = 53.8^\circ \text{ S}, \lambda_e = 28.5^\circ \text{ W} \dots \dots \dots \dots \dots \quad (1)$$

$$\varphi_e = 54.8^\circ \text{ S}, \lambda_e = 29.3^\circ \text{ W} \dots \dots \dots \dots \dots \quad (2)$$

$$\varphi_e = 55.8^\circ \text{ S}, \lambda_e = 29.7^\circ \text{ W} \dots \dots \dots \dots \dots \quad (3)$$

wobei der mittlere Fehler in der Breite zwischen $\pm 1.1^\circ$ und $\pm 0.6^\circ$ sowie in der Länge zwischen $\pm 0.7^\circ$ und $\pm 0.4^\circ$ betrug. Die geringsten mittleren Fehler gehörten zu Resultat (3), wenn man die Rechnung unter Verwendung der Jenaer Kurven von 1925 auf die *P*-Zeitbeobachtungen in den zehn Stationen La Plata ($12^h 52^m 59^s$ m. Gr. Z.), Sucre ($12^h 55^m 28^s$), La Paz ($12^h 55^m 52.5^s$), Florissant ($13^h 01^m 27^s$), Chicago ($13^h 01^m 31^s$), Ottawa ($13^h 01^m 32^s$), Agram ($13^h 01^m 32^s$), Kew ($13^h 01^m 37^s$), Uccle ($13^h 01^m 37^s$) und Wien ($13^h 01^m 43^s$) stützte.

Wenn auch bei der, im ganzen gesehen, nicht beträchtlichen Abweichung der Resultate (1), (2) und (3) untereinander und ihren ebenfalls wenig erheblichen mittleren Fehlern die Richtigkeit der regionalen Erfassung des Epizentralgebiets wohl außer Frage steht, so habe ich trotzdem bei der Bedeutung, welche diesem Epizentrum zweifellos zukommt, das Ergebnis durch Mitverwertung der *P*-Zeiten an vier bisher noch unberücksichtigt gebliebenen Stationen der Südhalbkugel überprüft. Es handelt sich dabei um die Beobachtungen in Batavia ($13^h 01^m 36^s$), Melbourne ($13^h 00^m 03^s$), Sydney ($13^h 00^m 18^s$) und Wellington ($12^h 59^m 31^s$), von denen die beiden zuletzt angeführten dem Verfasser erst nach Abschluß seiner unter¹⁾ zitierten ersten Arbeit zugegangen waren. [Die Anfangszeiten der Registrierungen in Suva (Fidschiinseln) und Apia (Samoa) mit $13^h 2.2^m$ bzw. $13^h 05^m 51^s$ kommen, da zu spät, nicht in Frage. In Apia dürfte es sich um die Ankunft der einmal reflektierten Longitudinalwellen handeln, deren Eintreffen auch an manchen anderen Stationen erst als Beginn der Aufzeichnung angesprochen worden ist.] Es bot sich mir so zugleich Gelegenheit, die inzwischen erschienenen, von G. Krumbach abgeleiteten verbesserten mittleren Jenaer Laufzeitkurven von 1929²⁾ anzuwenden.

Als Näherungswert der epizentralen Koordinaten wählte ich nunmehr mit 55° S und 29° W die abgerundeten Mittelwerte aus den oben angeführten drei Resultaten, und die Rechnung wurde sodann mit den *P*-Zeiten an den oben genannten insgesamt vierzehn Stationen durchgeführt.

Mit den Jenaer Laufzeiten von 1929 findet sich so:

$$\varphi_e = 54^\circ 02' \text{ S} \pm 14' \text{ und } \lambda_e = 29^\circ 22' \text{ W} \pm 28' \dots \quad (I)$$

sowie die Eintrittszeit im Epizentrum $t_e = 12^h 46^m 57.0^s$ m. Gr. Z. ± 1.0 sec, so daß sich das Epizentrum bei nicht unerheblich geringerem mittleren Fehler in der Breite und nur unwesentlich höherem mittleren Fehler in der Länge jetzt bezüglich der Breite dem Resultat (1) und bezüglich der Länge dem Resultat (2) am meisten genähert hat.

Wenig abweichend hiervon stellen sich nun aber auch mit diesen vierzehn Stationen geographische Koordinaten und Eintrittszeit, wenn man wieder B. Gutenberg's Frankfurter Laufzeiten von 1929³⁾ zugrunde legt. Es ergibt sich dann:

$$\varphi_e = 58^\circ 54' \text{ S} \pm 15' \text{ und } \lambda_e = 29^\circ 52' \text{ W} \pm 32' \dots \quad (II)$$

sowie $t_e = 12^h 47^m 00.2^s$ m. Gr. Z. ± 1.1 sec.

Die Breite ist nahe dieselbe wie in Resultat (I), die Länge wie in Resultat (S), und die mittleren Fehler sind praktisch die gleichen wie in Resultat (I). Die Jenaer Kurve liegt bei den hier in Betracht kommenden Entfernungen nur für LaPlata um 3 sec unter der Frankfurter, dagegen für alle übrigen Stationen um 2 bis 4, meist um 3 sec darüber, wodurch ohne weiteres verständlich wird, daß die Eintrittszeit nach (I) rund 3 sec früher liegt als nach (II).

Die vorgenommene Überprüfung dürfte unter merklich stärkerer Sicherung des Ergebnisses die bezüglich der Lage des Epizentrums des Großbebens vom 27. Juni 1929 in meinem ersten Artikel gemachten Ausführungen bestätigen. Man gibt wohl den Sachverhalt am besten wieder, wenn man den epizentralen Koordinaten dieses Bebens im abgerundeten Mittel aus (I) und (II) die Werte

$$\varphi_e = 54.0^\circ \text{ S} \text{ und } \lambda_e = 29.6^\circ \text{ W}$$

zuschreibt und dabei die Unsicherheit in der Breite auf etwa $\pm 1/3^\circ$ und in der Länge auf etwa $\pm 2/3^\circ$, d.h. in beiderlei Hinsicht auf rund $\pm 40 \text{ km}$ veranschlagt. Der so festgelegte Ort liegt in der Region des Nordwestendes der Südsandwichtiefe, vermutlich unmittelbar nördlich der Rinne.

Literatur

- 1) Zeitschr. f. Geophys. VI, 361 (1930).
- 2) Veröffentl. Reichsanstalt f. Erdbebenforsch., Heft 11. Jena 1930.
- 3) Handb. d. Geophys. IV, 215 (1929).

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegebirgs-Gletscher. I

Von B. Brockamp und H. Mothes, Göttingen — (Mit 5 Abbildungen)

Bei seismischen Arbeiten auf dem Pasterzegebirgs-Gletscher im August 1929 wurden folgende Wellen festgestellt: 1. Longitudinale Wellen, $V_P = 3580 \text{ m/sec}$. 2. Transversale Wellen, $V_S = 1670 \text{ m/sec}$. 3. Longitudinale Wellen, die durch den Felsuntergrund gelaufen sind, $V_P = 5850 \text{ m/sec}$. 4. Longitudinale und transversale Wellen, die an der unteren Grenzfläche des Eises im Eis geführt sind, U_P und U_S . 5. Reflektierte longitudinale Wellen, R_I und R_{II} . Die P' -Wellen und die U_P -Wellen wurden zur Bestimmung der mittleren Tiefe, die R_I -Wellen zur Berechnung von einzelnen Tiefenwerten herangezogen. Sie dienten zur Konstruktion von Längs- und Querprofilen des Gletschers.

Im August 1929 wurden von H. Mothes und B. Brockamp auf dem Pasterzegebirgs-Gletscher (Ostalpen) seismische Untersuchungen vorgenommen. Die erste Anregung zu diesen Arbeiten ging von S. Finsterwalder, München, aus, der auch die Bereitstellung von Geldmitteln durch den Deutschen und Österreichischen Alpenverein bewirkte.

Wie bei den früheren Gletscherarbeiten von H. Mothes wurden auch diese mit den Hilfsmitteln (Instrumentarium usw.) des Geophysikalischen Instituts der Universität Göttingen durchgeführt, die zum Teil schon früher aus Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft beschafft worden waren.

Das Ziel der Arbeiten war ein doppeltes: Erstens sollte zu gletscherkundlichen Zwecken nach S. Finsterwalders Angaben das Gletscherbecken an bestimmten Stellen seismisch ausgemessen werden. Zweitens sollte, der Arbeitsrichtung des Geophysikalischen Instituts Göttingen folgend, Material zum Studium besonderer Fragen der Wellenausbreitung beschafft werden.

Außer den beiden Autoren beteiligten sich an der Vermessung cand. phil. K. Denzel vom Geographischen Institut der Universität München und als Mechaniker W. Rien vom Geophysikalischen Institut Göttingen.

Fig. 1 stellt einen Ausschnitt aus dem Autogramm für die Großglockner-Karte des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins dar. Maßstab des Originals 1 : 12500. Auf Wunsch von S. Finsterwalder sollte unsere Hauptaufgabe in der Bestimmung der Mächtigkeit des Gletschers in der Höhe Hofmannshütte—Seelandsfelsen bestehen. Wir legten die Arbeit so an, daß wir, etwa von der Mitte des Gletschers auf der Linie Hofmannshütte—Seelandsfelsen ausgehend, sieben parallele Längsprofile schossen, deren gegenseitige Abstände 50 bis 60 m betrugen. Dabei befand sich das Beobachtungszelt stets auf der angegebenen Linie. Die einzelnen Standorte sind in Fig. 1 mit I bis VII gekennzeichnet; sie halbieren also im allgemeinen die Längsprofile, so daß je ein unterer Zweig (Sprengung erfolgte in Richtung zur Zunge) und ein oberer Zweig (Sprengung erfolgte in Richtung zum Firn) vorhanden ist. Bei der Besprechung der Ergebnisse wird das Längsprofil V besonders hervortreten, das sich vom Zeltstandort V 1650 m abwärts und 1800 m aufwärts erstreckt. Außer den genannten Längsprofilen wurde auch das Querprofil der Zeltortlinie seismisch vermessen.

Die Gletscheroberfläche ist im durchmessenen Gebiet von zahlreichen Längs- und Querspalten durchsetzt, die auf einen sehr unebenen Untergrund schließen lassen. Sie erschwerten die Arbeitsbedingungen.

Das Verfahren der Untersuchungen war ähnlich dem der früheren seismischen Eisarbeiten von H. Mothes¹⁾ ²⁾ ³⁾. Das damals benutzte Instrumentarium wurde von B. Brockamp und H. Mothes weiterentwickelt. B. Brockamp führte ein: Eine variable Luftdämpfung; eine Stahlachse in Achathütchen mit Stoßstange anstatt des früheren Torsionsgehänges; eine Verminderung der Periode und Erhöhung der Vergrößerung. Von H. Mothes wurde vorgenommen: Eine Beleuchtung der Dämpfung; eine Neu-Konstruktion des Lichtschreibers; Einführung von Siluminunterlagen. Danach diente das Instrumentarium während der A. Wegener-schen Grönlandexpedition im Sommer 1929 F. Loewe und E. Sorge zu seismischen Dickenmessung des Inlandeises von Grönland⁴⁾.

Die Pasterzevermessung wurde mit einem ähnlichen Wiechertschen Vertikal-seismographen durchgeführt.

Außer diesem wurden ein großperiodischer Vertikalapparat, ein Horizontalseismograph und ein Lichtschreiber großer Laufgeschwindigkeit benutzt, die im Geodätischen Institut Potsdam unter Leitung von G. Angenheister

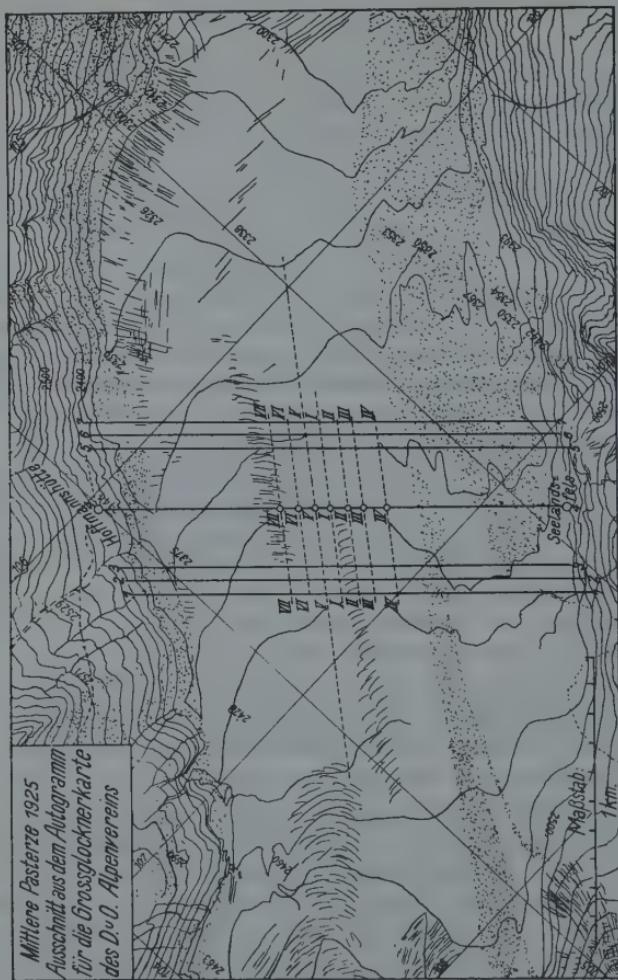


Fig. 1

gebaut worden waren. Der Lichtschreiber wurde bei allen Aufnahmen, die beiden zuletzt genannten Seismographen wegen Raumangst im Beobachtungszelt nur bei wenigen Sprengungen verwendet.

Zur Zeitmarkierung diente eine elektromagnetisch betätigtes Stimmgabel, deren Schwingungen (50.3 in der Sekunde bei der mittleren Beobachtungs-

temperatur von 6° C) optisch auf den Registrierfilm übertragen wurden.

Da die Registriergeschwindigkeit des Lichtschreibers recht genau 81 mm betrug, konnte eine Ablesegenauigkeit beim Auswerten der Seismogramme von 0.001 Sekunden erzielt werden.

Die untersuchten elastischen Er schütterungswellen wurden wieder durch Detonation von Sicherheits sprengstoff an der Eisoberfläche erzeugt. Das Verfahren der Sprengung und des Registrierens des Sprengmoments ist an anderer Stelle²⁾ bereits geschildert, so daß nach diesen erläuternden Vor bemerkungen nun die Besprechung der geophysikalischen Ergebnisse erfolgen kann, die sich in folgende Abschnitte gliedert:

I. Die Laufzeitkurven der beobachteten Wellen. II. Seismische Tiefenbestimmungen. III. Amplituden und Amplitudenverhältnisse. IV. Perioden.

I. Laufzeitkurven. Von den über 70 auf der Pasterze gewonnenen Seismogrammen sind in Fig. 2a und 2b neun ausgewählt, die zur Orientierung über die gedeuteten Wellenarten dienen mögen.

Fig. 2 a.

Seismogramme von der Pasterze aus gleichem Profil (VI.)

Fig. 2 b.

Seismogramme von der Pasterze.
Großes Längsprofil (V.)

Abwärts bedeutet: Sprengung erfolgte zwischen Gletscherzunge und Zeltort.

Aufwärts bedeutet: Sprengung erfolgte zwischen Firm und Zeltort.

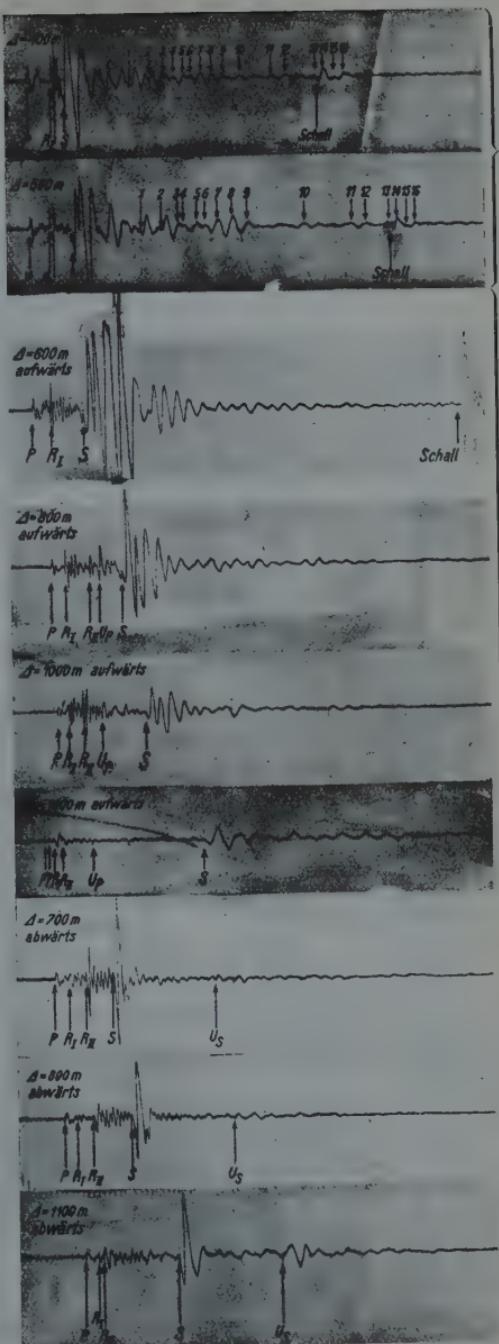


Fig. 2 a

Fig. 2 b

Fig. 2a gibt zunächst zwei Originalseismogramme von der Pasterze wieder, die im gleichen Profil gewonnen wurden. Obgleich die Sprengentfernen sich hier um 100 m unterscheiden ($\Delta = 400$ m und $\Delta = 500$ m), lassen sich die aufgezeichneten Bewegungen weitgehend einander zuordnen, wie die Bezeichnung einer Reihe von Ausschlägen erkennen läßt.

Die Seismogramme in Fig. 2b sind ausschließlich in dem großen Längsprofil V erhalten. Bei Seismogramm Nr. 1 bis 4 lag die Sprengung oberhalb (in Richtung zum Firn) vom Beobachtungsort, bei Seismogramm Nr. 5 bis 7 um 180° entgegengesetzt.



Fig. 3. Laufzeitkurven

Von den zahlreichen Einsätzen der verhältnismäßig stark gegliederten Seismogramme ließen sich bis jetzt folgende deuten:

Bezeichnung:

Wellenart:

- $P \dots \dots \dots$ Direkte Longitudinalwelle, die nahe der Eisoberfläche vom Sprengzum Beobachtungsort gelaufen ist.
 $S \dots \dots \dots$ Direkte Transversalwelle; gleicher Weg wie P .
 $U_P \dots \dots \dots$ Longitudinalwelle mit der Geschwindigkeit von P , die an der Grenzfläche Eis—Fels im Eis geführt wird.
 $U_S \dots \dots \dots$ Transversalwelle entsprechend U_P .
 $P' \dots \dots \dots$ Longitudinalwelle, die wie U_P an der Grenzfläche Eis—Fels im Felsen geführt wird.
 R_I und $R_{II} \dots$ Longitudinalwellen, die am Eisuntergrund einmal reflektiert sind.

Tabelle 1. Differenz zwischen beobachteten und berechneten Laufzeiten
der P -Wellen

Standort	Entfernung Δ m	Beobachtete Laufzeit sec	$T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ sec	Entfer- nung Δ m	Beobachtete Laufzeit sec	$T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ sec
Abwärts:				Aufwärts:		
I	500	0.145	+ 0.005	495	0.138	0.000
	550	0.158	+ 0.004	600	0.172	+ 0.005
	700	0.205	+ 0.006	700	0.202	+ 0.006
	800	0.222	- 0.002	-	-	-
	900	0.255	+ 0.003	-	-	-
II	500	0.140	0.000	500	0.138	- 0.002
	600	-	-	600	0.168	0.000
III	200	0.056	0.000	400	0.111	- 0.001
	400	0.112	0.000	500	0.140	0.000
	500	0.142	+ 0.002	600	0.168	+ 0.001
IV	400	0.114	+ 0.002	400	0.107	- 0.005
	500	0.144	+ 0.004	500	0.142	+ 0.002
	600	0.168	+ 0.001	600	0.170	+ 0.003
V	400	-	-	-	-	-
	500	0.143	+ 0.003	-	-	-
	600	0.171	+ 0.004	600	0.170	+ 0.003
	700	0.195	- 0.001	-	-	-
	800	0.223	- 0.001	800	0.218	- 0.006
	900	0.254	+ 0.003	-	-	-
	1000	0.277	- 0.002	1000	0.277	- 0.002
	1100	0.308	+ 0.001	-	-	-
	1200	0.338	+ 0.003	1200	0.336	+ 0.001
	1400	0.390	- 0.001	1400	0.394	+ 0.003
	1600	-	-	1600	0.449	+ 0.002
	1650	-	-	-	-	-
	-	-	-	1800	0.501	- 0.001
VI	400	0.112	0.000	400	0.114	+ 0.002
	500	0.144	+ 0.004	500	0.139	- 0.001
	600	-	-	600	0.170	+ 0.003
VII	400	0.117	+ 0.005	400	0.116	+ 0.004
	500	0.140	0.000	500	0.140	0.000
	600	0.168	+ 0.001	600	0.170	+ 0.003
Westlich:				Östlich:		
	280.5	0.078	0.000	250	0.070	0.000
	300	0.089	+ 0.005	300	0.084	0.000
	357	0.100	0.000	350	0.098	0.000
	417	0.116	0.000	395	-	-
	-	-	-	447	0.124	- 0.001
	-	-	-	450	-	-
	-	-	-	505	0.141	0.000
	-	-	-	550	0.160	+ 0.006

Die Besprechung der einzelnen Wellenarten geschieht zweckmäßig an Hand des Laufzeitkurvendiagramms in Fig. 3.

Die Fig. 3 ist so angelegt, daß die Laufzeitkurven links von der Ordinate aus den Seismogrammen des unteren Längsprofils V abgeleitet sind, die rechts der Ordinate dagegen aus den Kurven des oberen Längsprofils V. Der Beobachtungsort (Koordinatenanfangspunkt) war für beide Profilzweige der gleiche.

P-Wellen. Die unterste Laufzeitgerade in Fig. 3, deren Verlängerung wahrscheinlich*) durch den Nullpunkt des Koordinatensystems geht, wurde als Laufzeitkurve der *P*-Wellen gewonnen. Sie führt auf eine mittlere Geschwindigkeit der *P*-Wellen von 3580 m/sec. Die Einzelwerte der Laufzeiten aller ausgewerteten Seismogramme sind in Tabelle 1 aufgenommen. Zur Beurteilung der Meßgenauigkeit ist die Differenz $T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ beigegeben. Den berechneten Laufzeiten ist die mittlere Laufzeit von 3580 m/sec zugrunde gelegt.

Aus der Tabelle 1 geht hervor, daß die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den nach der Formel $T = \Delta/3580$ berechneten Laufzeiten der *P*-Wellen recht gut ist. Die Differenz zwischen beiden liegt im Mittel nur wenig oberhalb der Meßgenauigkeit und weist keinen systematischen Gang mit der Entfernung auf. Ihre Ursache wird in den sehr unregelmäßig verteilten und verschieden tiefen Spalten an der Gletscheroberfläche zu suchen sein, die die *P*-Wellen zu unkontrollierbaren Umwegen zwingen.

Zum Abschluß der *P*-Wellenbesprechung seien nachfolgend die Werte zusammengestellt, die bisher für Gletscher- und See-Eis beobachtet wurden:

Gletscher	V_P m/sec	Zeit der Messung	Beobachter
Hintereisferner	3400	1926	H. Mothes ¹⁾ ²⁾ .
Hintereisferner	3600	1928	H. Mothes ³⁾ .
Gr. Adetschgletscher	3570	1929	F. Loewe, H. Mothes und E. Sorge ³⁾ .
Inlandeis, Grönland	3410—3695	1929	F. Loewe und E. Sorge ⁴⁾ .
Pasterze	3580	1929	B. Brockamp und H. Mothes.
See-Eis	3200	1928	R. Köhler ⁵⁾ .

S-Wellen. Entsprechend dem späteren Auftauchen der *S*-Wellen im Seismogramm liegt ihre Laufzeitkurve oberhalb der von den *P*-Wellen und führt auf eine mittlere Geschwindigkeit von 1670 m/sec. Auch diese Laufzeitkurve ist geradlinig. Die *S*-Wellen laufen ähnlich den *P*-Wellen nahe der Eisoberfläche vom Spreng- nach dem Beobachtungsort.

Auch für diese Wellen sind in Tabelle 2 die Einzelwerte aller beobachteten Laufzeiten und die Differenz der beobachteten gegen die berechneten Laufzeiten angegeben. Der Berechnung der Laufzeiten für die unteren Profile liegt die Geschwindigkeit von 1680 m/sec, der für die Laufzeiten der oberen Profile die Ge-

*) Die Werte der *P*-Laufzeiten der Schüsse aus 200 m (Profil III,) 260 m und 300 m östlich liegen auf dieser Geraden.

Tabelle 2.
Differenz zwischen beobachteten und berechneten Laufzeiten
der S-Wellen

Standort	Entfernung Δ m	Beobachtete Laufzeit sec	$T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ sec	Entfernung Δ m	Beobachtete Laufzeit sec	$T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ sec
	Abwärts:					
I	500	—	—	495	0.306	+ 0.007
	550	—	—	600	0.375	+ 0.013
	700	0.428	+ 0.011	700	0.436	+ 0.013
	800	0.474	- 0.002	—	—	—
	900	0.532	- 0.004	—	—	—
II	500	0.300	+ 0.002	500	0.288	- 0.014
	600	0.349	- 0.008	600	0.351	- 0.011
III	200	—	—	—	—	—
	400	0.242	+ 0.004	400	0.244	+ 0.002
	500	0.296	- 0.002	500	0.298	- 0.004
	—	—	—	600	0.356	- 0.006
IV	400	0.238	0.000	400	0.232	- 0.010
	500	0.299	+ 0.001	500	0.305	+ 0.003
	600	0.355	- 0.002	600	0.356	- 0.006
V	400	0.229	- 0.009	600	0.359	- 0.003
	500	0.296	- 0.002	800	0.482	- 0.001
	600	0.363	+ 0.006	1000	0.607	+ 0.003
	700	0.413	- 0.003	1200	0.729	+ 0.004
	800	0.472	- 0.004	1400	0.852	+ 0.006
	900	0.534	- 0.001	1600	0.967	0.000
	1000	0.585	- 0.010	1800	1.086	- 0.002
	1100	0.654	0.000	—	—	—
	1200	0.710	- 0.005	—	—	—
	1400	0.831	- 0.002	—	—	—
	1600	0.954	+ 0.002	—	—	—
	1650	1.000	+ 0.018	—	—	—
VI	400	0.234	- 0.004	400	0.256	+ 0.008
	500	0.296	+ 0.002	500	0.309	+ 0.007
	600	0.354	- 0.008	—	—	—
VII	400	0.255	+ 0.017	400	0.236	- 0.012
	500	—	—	500	0.297	- 0.005
	600	0.358	+ 0.001	—	—	—
	Westlich:					
	280.5	0.183	+ 0.016	250	0.150	- 0.001
	300	0.196	+ 0.018	300	0.175	- 0.006
	350	0.234	+ 0.026	395	0.255	+ 0.016
	417	0.264	+ 0.016	447	0.272	+ 0.002
	—	—	—	450	0.295	+ 0.023
	—	—	—	505	0.299	- 0.006
	—	—	—	550	0.350	+ 0.018

schwindigkeit von 1655 m/sec zugrunde, da im Gegensatz zu den *P*-Wellen die Geschwindigkeiten der *S*-Wellen im unteren und oberen Teilprofil nicht gleich sind.

Da die *S*-Wellen im bewegten Seismogramm auftauchen und ihre Einsätze daher nicht immer genau erfaßt werden können, ist $T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ bei den *S*-Wellen größer als bei den *P*-Wellen. Die Differenz ist für die Seismogramme der Seiten-schüsse (Querprofil) besonders groß; dort beträgt die mittlere Geschwindigkeit der *S*-Wellen nur 1570 m/sec.

Nachfolgend sind die bisher gefundenen Werte von V_s für Gletscher- und See-Eis zusammengestellt:

Gletscher	V_s m/sec	Zeit	Beobachter
Hintereisferner	1600	1926	H. Mothes ¹⁾ ²⁾ .
Hintereisferner	1690	1928	H. Mothes ³⁾ .
Gr. Aletschgletscher	1670	1929	F. Loewe, H. Mothes und E. Sorge ³⁾ .
Inlandeis, Grönland	1605—1820	1929	F. Loewe und E. Sorge ⁴⁾ .
Pasterze	1670	1929	
See-Eis	1700	1928	R. Köhler ⁵⁾ .

Berechnung des Elastizitätsmoduls. Aus den oben dargestellten mittleren Geschwindigkeiten für die *P*-Wellen = 3580 m/sec und für die *S*-Wellen = 1670 m/sec lassen sich die Elastizitätskoeffizienten für Gletschereis berechnen.

Das Geschwindigkeitsverhältnis $V_{\text{long}} / V_{\text{transv}} = 2.14$ und die Poissonsche Konstante für Gletschereis ist

$$\sigma = \frac{v_p^2 - 2 v_s^2}{2(v_p^2 - v_s^2)} = 0.361.$$

Wird die Dichte des Gletschereises $\varrho = 0.917$ angenommen, so ergibt sich der Lamésche Koeffizient $\lambda = 6.6 \cdot 10^{10}$, $\mu = 2.6 \cdot 10^{10}$.

Diese Daten führen auf einen Elastizitätsmodul für Gletschereis von $E = 692 \text{ kg/mm}^2$.

Für E_{Eis} wurden bisher Werte gefunden, die stark gegeneinander abweichen. So fand Koch für

$$\begin{aligned}E_{\text{See-Eis}} &= 630 \text{ kg/mm}^2, \\E_{\text{See-Eis}} &= 860 \text{ kg/mm}^2 \quad \text{und} \\E_{\text{See-Eis}} &= 957 \text{ kg/mm}^2.\end{aligned}$$

Bei Untersuchungen auf dem Neckar stellte Koch entsprechend der optischen auch eine elastische Anisotropie fest. So betrug E für Eisstäbe, deren Längserstreckung parallel zur Gefrierfläche lag:

$$E_0 = 957.6 \text{ kg/mm}^2,$$

dagegen war E bei Eisstäben, deren Längsrichtung senkrecht zur Gefrierfläche stand:

$$E_{90} = 1120.3 \text{ kg/mm}^2.$$

Die Abweichungen der E -Werte für elastisch isotropes Eis dürften dadurch bedingt sein, daß die Untersuchungen nicht an einem Kristall durchgeführt wurden, sondern vielmehr an einem Stab oder Block aus mehreren Kristallen.

Die Elastizitätsmoduls der einzelnen Kristalle werden sich nicht sehr von einander unterscheiden, dagegen wird bei einem Block aus mehreren Kristallen das Bindemittel zwischen den einzelnen Kristallen die E -Werte mehr oder weniger beeinflussen, so daß die oben angegebenen E -Werte von Koch technische Mittelwerte darstellen.

P' -Wellen. Da das Gletschereis als eine wohldefinierte Schicht mit konstanter Geschwindigkeit der Wellen dem Felsen (Chloritschiefer und Gneis) mit wahrscheinlich größerer Wellengeschwindigkeit aufliegt, erwarteten wir bei unseren Untersuchungen P' -Wellen, die an der unteren Grenzfläche Eis—Fels im Felsen geführt wurden. Da diese bei Sprengentfernungen, die groß im Vergleich zur Dicke der Deckschicht für $v_2 > v_1$ sind, als Vorläufer vor P im Seismogramm deutlicher erkennbar sind, dehnten wir das obere Längsprofil V bis auf 1800 m = 6 × Eisdicke aus.

Tatsächlich trat in den Seismogrammen der Schüsse aus 1600 und 1800 m Entfernung eine — wenn auch sehr schwache — Bewegung vor P und in denen aus 1400 und 1200 m nach P auf, die wir als P' -Welle deuteten.

Die Einzelwerte der P' -Laufzeiten haben wir nachfolgend zusammengestellt:

I Entfernung m	II Beobachtete Laufzeit sec	III Beobachtete Laufzeit — 0.163 sec sec	IV Berechnete Laufzeit für $v = 5850 \text{ m/sec}$ sec	V Abweichung Spalte IV gegen III sec
1200	0.355	0.192	0.208	— 0.016
1400	0.405	0.242	0.239	+ 0.003
1600	0.442	0.279	0.274	+ 0.005
1800	0.475	0.312	0.308	+ 0.004

Die eben genannten vier Laufzeiten der P' -Wellen sind im Laufzeitkurvendiagramm der Fig. 3 durch kleine Dreiecke kenntlich gemacht, die nahezu auf einer Geraden liegen, deren Verlängerung die Zeitachse bei 0.163 Sekunden schneidet. Aus der Neigung dieser Geraden folgt für die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen im Felsuntergrund 5850 m/sec. H. Mothes³⁾ berechnete aus der Totalreflexion der longitudinalen Eiswellen für den Felsuntergrund des Hintereisfjerners eine Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen von 5300 m/sec.

Die Laufzeit der P' -Wellen gehorcht auf der Pasterze der Gleichung:

$$T_{P'} = 0.163 + \frac{A}{5850}.$$

Weiter unten wird auf die Laufzeiten der P' -Wellen zurückgegriffen.

U_P -Wellen. In dem oberen Profil V trat in den Seismogrammen der Sprengungen von 600 m und mehr ein Einsatz auf, den wir mit U_P bezeichneten. Er ist zwischen den Einsätzen von P und S zu suchen und anfangs recht deutlich.

Bei größeren Sprengentfernungen tritt diese Welle schwächer hervor, ließ sich jedoch bis 1800 m verfolgen. Bei dieser Welle bildete sich stets nur eine halbe Periode aus, deren Form in den einzelnen Seismogrammen recht ähnlich ist. Immer erfolgt der Einsatz dieser Wellen im Seismogramm von unten nach oben, und zwar in den Kurven geringerer Sprengentfernung sehr steil. Der Richtung dieses Einsatzes entspricht eine Eisbewegung von unten nach oben.

Im Laufzeitdiagramm in Fig. 3 erscheint die Laufzeitkurve der U_P -Wellen als parallele Gerade zur P -Laufzeitkurve im Abstand von 0.165 Sekunden. Eine nahezu gleiche Zeitdifferenz von 0.168 Sekunden ist uns bereits bei der Besprechung der P' -Wellen entgegengetreten. Tatsächlich ist diese Zeit durch die Dimension des Gletschers gegeben.

Um dies zu zeigen, muß das Ergebnis der später besprochenen Tiefenbestimmung hier vorweggenommen werden. Dort wird für die mittlere Tiefe des Gletschers aus den R_I - und P' -Wellen in diesem Gebiet 300 m gefunden. Berechnen wir die Zeit, die die longitudinalen Wellen mit der konstanten Geschwindigkeit von 3580 m/sec benötigen, um die Eisdicke von 300 m zweimal senkrecht zu durchsetzen, so werden wir ein drittes Mal auf obige Zeit geführt, und zwar hier auf 0.168 Sekunden.

Dies führt zur Deutung der U_P -Wellen: Die aus der Gleichung $T_{U_P} = 0.166 + \Delta/3580$ folgenden Laufzeiten dieser Wellen und ihre Geschwindigkeit von 3580 m/sec sprechen dafür, daß es longitudinale Wellen sind, die den Gletscher zweimal senkrecht durchsetzen, um sodann auch die Strecke Spreng—Beobachtungsort mit der Geschwindigkeit der P -Wellen im Eis zu durchlaufen.

Der beobachteten Laufzeit und Geschwindigkeit könnte dadurch genügt sein, daß die U_P -Wellen als Longitudinalwellen der Geschwindigkeit 3580 m/sec lotrecht unter dem Sprengort senkrecht reflektiert sind, um mit der konstanten Verzögerung von 0,166 Sekunden jen P -Wellen auf gleichem Wege nachzueilen, oder aber die U_P -Wellen sind nach ihrem senkrechten Hinabtauchen vom Sprengort bis zum Felsuntergrund auf ihrem fernerem Wege am Felsuntergrund mit der Geschwindigkeit der P -Wellen im Eis geführt, um am Beobachtungsort unter fast senkrechtem Emergenzwinkel zur Registrierung zu kommen.

Bei der Amplitudenbetrachtung wird gezeigt, daß die U_P -Wellen dem zweiten Fall genügen, daß sie also am Felsuntergrund im Eis geführt sind.

Nachstehend sind ihre einzelnen Laufzeiten und die Differenzen gegen die berechneten zusammengestellt.

Entfernung Δ m	Beobachtete Laufzeit sec	T berechnet für $T = \Delta/3580 + 0.166$ sec	$T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ sec
800	0.392	0.390	+ 0.002
1000	0.445	0.445	0.000
1200	0.502	0.501	+ 0.001
1400	0.559	0.557	+ 0.002
1600	0.611	0.613	- 0.002
1800	0.666	0.668	- 0.002

U_S -Wellen. Konnten die eben besprochenen U_P -Wellen nur in den Seismogrammen des oberen Profils gefunden werden, so scheinen wiederum die diesen entsprechenden transversalen Wellen U_S nur in dem unteren Profil da zu sein, und zwar in den Seismogrammen größerer Sprengentfernung mit beträchtlicher Amplitude.

Ihre Laufzeiten genügen der Gleichung: $T_{U_S} = 0.407 + \Delta/1670$ und sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt:

Entfernung Δ m	Beobachtete Laufzeit sec	T berechnet für		$T_{\text{beob}} - T_{\text{ber}}$ sec
		$T = \Delta/1670 + 0.407$ sec		
700	0.791	0.826	—	0.035
800	0.860	0.886	—	0.026
900	0.949	0.946	+	0.003
1000	1.017	1.006	+	0.011
1100	1.061	1.066	—	0.005
1400	1.253	1.245	+	0.008
1600	1.385	1.366	+	0.019
1650	1.423	1.397	+	0.026

Sie ergeben im Laufzeitkurvendiagramm eine zur S-Laufzeitgerade parallele Gerade im Abstand von 0.407 Sekunden, während die zum zweimaligen senkrechten Durcheilen der Eismächtigkeit von 300 m mit der Geschwindigkeit der S-Wellen auf 0.360 Sekunden führt. Die Eismächtigkeit müßte um 40 m größer sein, um auf die abgeleitete Laufzeit von 0.407 Sekunden zu führen. Dieser Unterschied kann dadurch bedingt sein, daß wegen des verhältnismäßig flachen Auftauchens dieser Wellen im Seismogramm nicht immer der erste Einsatz von U_S erfaßt wurde. Dafür sprechen auch die großen Streuungen in der letzten Spalte vorstehender Tabelle.

Reflektierte Wellen. In den meisten Fällen traten in den Seismogrammen zwischen Einsatz P und Einsatz S außer den genannten U_P -Wellen noch kurzperiodische Wellen auf, deren Einsatz bei den kleineren Sprengentfernungen oft sehr steil erfolgt (siehe Seismogramme in Fig. 2a). In vielen Seismogrammen ließen sich zwei solche Wellen unterscheiden, die mit R_I und R_{II} bezeichnet wurden.

Die Laufzeiten der R_I -Wellen sind im nächsten Abschnitt zusammengestellt. Die R_{II} -Wellen sind zunächst noch nicht berücksichtigt.

Die Laufzeiten der R_I -Wellen führen im Laufzeitkurvendiagramm in Fig. 3 auf eine Kurve, die in erster Annäherung einem Hyperbelast entspricht. Dies ist aber die Laufzeitkurvenform, die theoretisch für reflektierte Wellen in Schichten paralleler Grenzflächen zu erwarten ist.

Es lag also für uns nahe, diese Wellen als einmal an den unteren Grenzflächen des Gletschers reflektierte anzusprechen, zumal H. Mothes^{1) 2) 3)} bei seinen Untersuchungen auf dem Hintereisferner 1926 und 1928 nachwies, daß diese so gedeuteten Wellen bei Eisdickenberechnungen auf Tiefen führen, die in bester

Übereinstimmung mit den von H. Hess⁶⁾ auf direktem Wege gewonnenen Eistiefen sind. Diese Vergleichsmessungen, an die die seismischen angeschlossen werden konnten, bestanden aus Bohrungen, die bis zum Gletscheruntergrund niedergebracht wurden, und aus der Ableitung der Gletscherdicke aus der beobachteten Strömungsgeschwindigkeit und der Abschmelzung an der Eisoberfläche.

Die eben genannten Untersuchungen auf dem Hintereisferner lehrten, daß die reflektierten Longitudinalwellen nur dann auf die tatsächliche Eisdicke führen, wenn man annimmt, daß sie auf ihrem ganzen Wege, also auch in tieferen Schichten des Eises, mit der an der Eisoberfläche gemessenen Wellengeschwindigkeit gefahren sind. Obwohl in den durchlaufenen Eisschichten die hydrostatischen Drucke bis zu 27 Atm. betrugen, war damit keine merkliche Geschwindigkeitsänderung verbunden.

Die seismischen Arbeiten auf der Pasterze ergaben nun einen neuen Beweis für die Richtigkeit obiger Annahme. Wie aus dem Laufzeitkurvendiagramm in Fig. 3 hervorgeht, lassen sich die Laufzeitkurven für die R_I -Wellen zwangsläufig in den Einmündungspunkt der P' - und U_P -Wellen in die Zeitachse bei 0.166 Sekunden verlängern, woraus hervorgeht, daß die R_I - und U_P -Wellen bei verschiedenen Laufwegen diese mit der gleichen konstanten Geschwindigkeit der P -Wellen durchhelten.

Die für parallele Grenzflächen berechnete Laufzeitkurve der R -Wellen gehorcht der Gleichung:

$$\frac{T^2 v^2}{4 h^2} - \frac{\left(\frac{d}{2}\right)^2}{h^2} = 1$$

und stellt einen Hyperbelast dar.

Die Abweichungen der beobachteten von den berechneten Werten werden im folgenden Abschnitt besondere Beachtung finden.

II. Seismische Tiefenbestimmungen. Nachdem im vorhergehenden die in unseren Seismogrammen gedeuteten Wellen besprochen sind, soll nun dargelegt werden, wie sie zu Tiefenbestimmungen des Gletschers führen. Wie schon angedeutet, sind dazu die P' -, U_P - und die R -Wellen geeignet.

Bei der Aufstellung der Gleichungen für die Tiefenberechnung der Deckschicht ist es wichtig, zu wissen, unter welchem Winkel die seismischen Strahlen die Station erreichen.

G. Angenheister⁷⁾, und auch W. Schwydar und H. Reich⁸⁾ folgern aus Amplitudenhöhenberechnungen der einzelnen Komponenten bei geringer Sprengentfernung ein fast senkrecht Durchlaufen der Schicht, ebenso O. Meisser.

Die beiden Formeln zur Berechnung der Tiefen aus den P' -Wellen sind

$$h_I = \frac{ds}{2} \cdot \frac{v_2 - v_1}{v_2} \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad (I)$$

für rechtwinkligen Verlauf der Strahlen,

$$h_{II} = \frac{ds}{2} \cdot \sqrt{\frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1}} \quad \dots \quad (II)$$

für schrägen Verlauf der Strahlen.

In unserem Falle ist

$$v_1 = V_p = 3580 \text{ m/sec},$$

$v_3 = V_{P'} = 5850 \text{ m/sec}$ und somit

$$h_{\text{I}} = 300 \text{ m} \quad \text{und} \quad h_{\text{II}} = 380 \text{ m}.$$

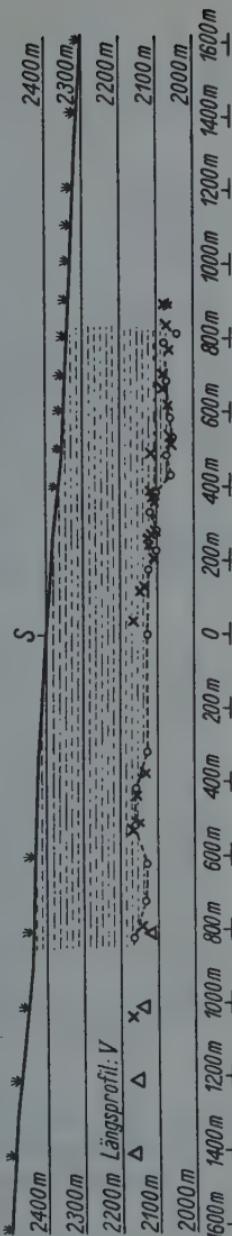
Wie wir sogleich zeigen werden, führt hier nur die Formel (I) auf eine Tiefe des Gletschers, die mit der aus den U_P - und den R -Wellen gefolgerten Tiefe in guter Übereinstimmung ist. Daraus muß geschlossen werden, daß die P' -Wellen am Spreng- und Beobachtungsort die Eisschicht nahezu senkrecht durchsetzen.

Die Zeit, die diese Wellen zum zweimaligen senkrechten Durchteilen der Eisschicht der berechneten Dicke von 800 m mit der Geschwindigkeit der P-Welle = 3580 m/sec brauchen, ist 0.168 Sekunden.

Dies ist aber nahezu dieselbe Zeit, die uns bereits bei der Besprechung der U_P - und der R_I -Wellen begegnete: Im Laufzeitkurven-diagramm der Fig. 3 wurde durch den gemeinsamen Schmittpunkt dieser Wellen mit der Zeit-achse die Zeit 0.166 Sekunden festgelegt.

Für die U_P -Wellen ist daraus zunächst der Schluß zu ziehen, daß auch diese die Eisschicht zweimal nahezu senkrecht durchsetzen. Die dazu benötigte Laufzeit von 0.166 Sekunden führt auf eine mittlere Schichtdicke von 297 m, steht also in guter Übereinstimmung mit der aus den P' -Wellen mit Formel (I) berechneten von 300 m.

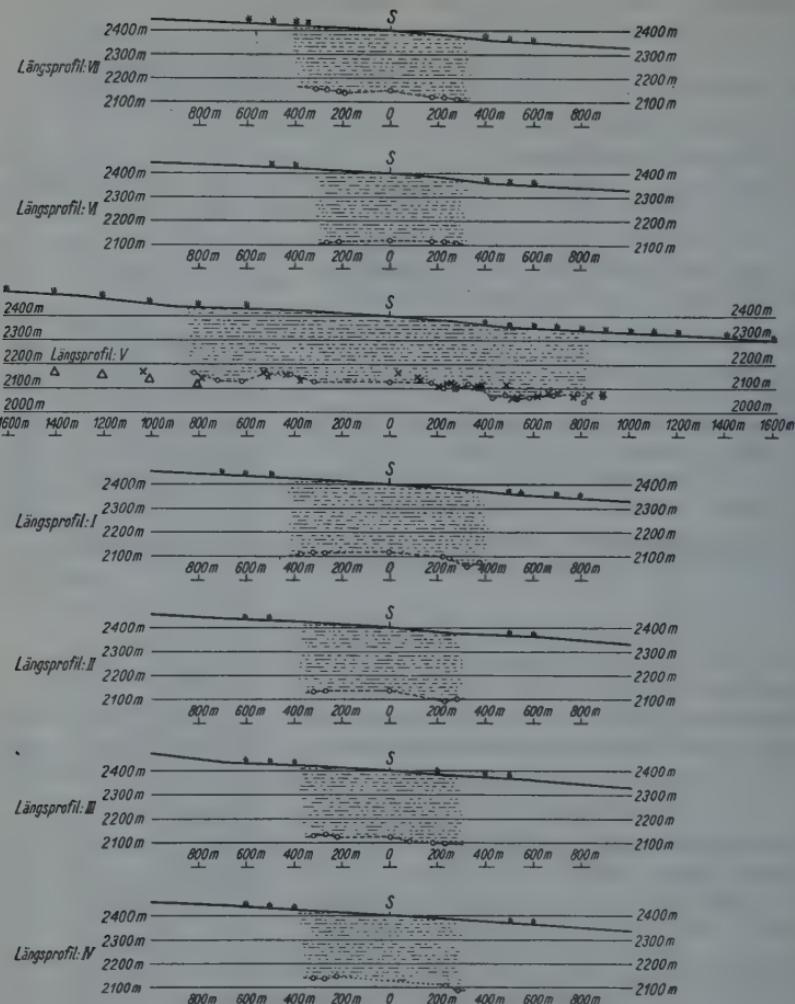
Die P' - und die U_P -Wellen führten über-einstimmend auf eine mittlere Tiefe des Gletschers im durchmessenen Profil von etwa 300 m. Die R -Wellen dagegen können zur Berechnung einzelner Tiefenwerte herangezogen werden, da durch jede Sprengung eine R -Laufzeit und damit die Möglichkeit zur Ableitung einer



Längsprofil: Vom Pasterze-Gletscher,
(Erschlossen durch Sprengungen:)
S: Seismograph

Fig. 4

$\Delta:$	"	"	"	"	"
$\times:$	"	"	"	"	"
$\circ:$	Eistiefen berechnet für parallele Grenzflächen,				



Längssnecfile vom Pasterze-Gletscher.

Langsprünge vom Faszierte-Gelehrten
(Feschlossen durch Sonnenuntergang; *.)

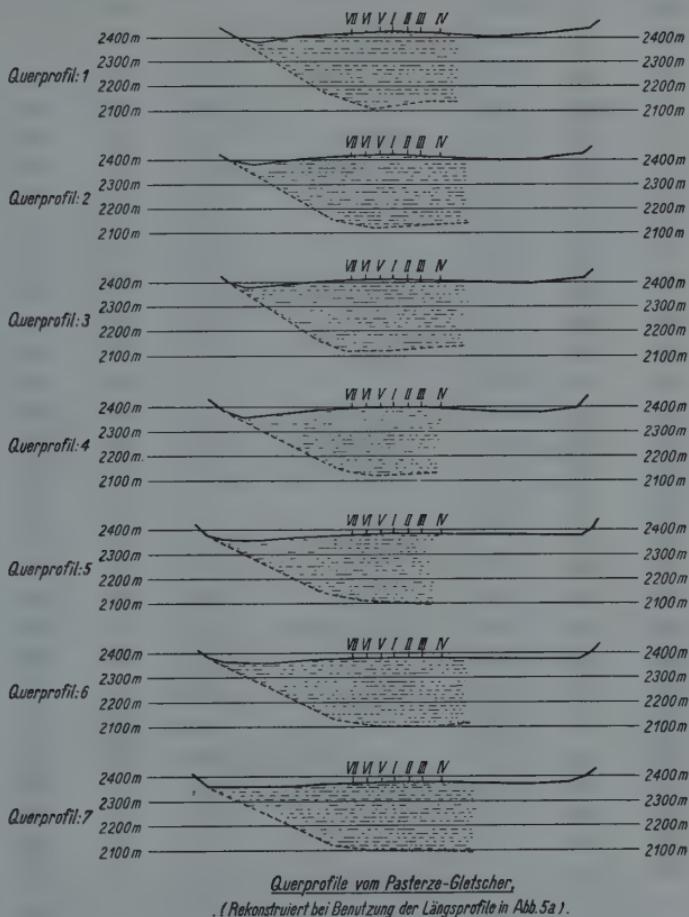
ERSCHI

3. Seismograph

\times : " " " geneigte " " } im Profil V
 Δ : " " " aus den U-Wellen }

Fig. 5 a

Tiefenangabe gegeben ist. Werden die Sprengungen in einem Profil hinreichend dicht angesetzt, so ist in diesem eine genaue Rekonstruktion der Form des verdeckten Untergrundes durch Auswertung der *R*-Wellen möglich, wie es in Fig. 4 und 5a und 5b in einigen Profilschnitten für die Pasterze versucht wurde.



*Querprofile vom Pasterze-Gletscher,
(Rekonstruiert bei Benutzung der Längsprofile in Abb. 5a).*

Fig. 5 b

Der Gang der Ableitung der Tiefe h aus der Laufzeit T der reflektierten Wellen bei bekannter Sprengentfernung Δ ist schon wiederholt beschrieben worden²⁾ ³⁾. Für parallele Grenzflächen der Deckschicht ist danach

$$h = \sqrt{\left(\frac{T \cdot V_p}{2}\right)^2 - \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2}.$$

Tabelle 3.

Laufzeiten der R_I -Wellen und die daraus berechneten Tiefen:

Profil	Entfernung d m	Richtung zur Sprengung	Laufzeit sec	Berechnete Eisdicke m
I	500	abwärts	0.211	284
I	550	"	0.222	287
I	700	"	0.265	319
I	800	"	0.280	300
I	495	aufwärts	0.217	298
I	600	"	0.238	303
I	700	"	0.262	311
II	500	"	0.210	281
II	600	"	0.233	285
II	500	abwärts	0.216	296
II	600	"	0.229	279
III	200	"	0.171	289
III	400	"	0.196	288
III	500	"	0.213	289
III	350	östlich	0.180	271
III	395	"	0.186	268
III	450	"	0.198	274
III	400	aufwärts	0.197	291
III	500	"	0.210	281
III	600	"	0.232	287
IV	500	abwärts	0.208	277
IV	600	"	0.233	289
IV	447	östlich	0.196	270
IV	505	"	0.206	268
IV	550	"	0.216	273
IV	400	aufwärts	0.187	269
IV	500	"	0.210	282
IV	600	"	0.230	283
V	300	östlich	0.162	248
V	300	"	0.167	253
V	300	westlich	0.176	278
V	300	" "	0.173	271
V	400	abwärts	0.184	262
V	500	"	0.210	281
V	600	"	0.230	283
V	700	"	0.245	264
V	800	"	0.270	272
V	900	"	0.307	316

Tabelle 3 (Fortsetzung)

Profil	Entfernung <i>A</i> m	Richtung zur Sprengung	Laufzeit sec	Berechnete Eisdicke m
V	1000	abwärts	0.327	314
V	1100	"	0.355	317
V	1200	"	0.377	308
V	1400	"	0.424	297
V	1600	"	0.475	288
V	1650	"	0.492	307
V	600	aufwärts	0.235	296
V	800	"	0.268	266
V	1000	"	0.318	272
V	1200	"	0.378	311
V	1400	"	0.430	321
V	1600	"	0.478	304
V	1800	"	0.524	257
VI	400	"	0.199	296
VI	500	"	0.219	302
VI	400	abwärts	0.186	267
VI	500	"	0.203	264
VI	600	"	0.226	272
VII	400	"	0.183	260
VII	500	"	0.202	262
VII	600	"	0.224	267
VII	350	aufwärts	0.181	273
VII	400	"	0.185	265
VII	500	"	0.202	262
VII	600	"	0.222	261
VII	350	westlich	0.182	275
VII	350	"	0.185	282
VII	417	"	0.185	258
VII	417	"	0.188	265

Für stark gegeneinander geneigte Grenzflächen genügt jedoch diese Formel nicht mehr zur genauen Ableitung der Schichtdicke.

Prof. G. A ngenheister⁹⁾ hat nun zwei graphische Methoden angegeben, mit deren Hilfe sich bei geneigten Grenzflächen Tiefe und Neigung der unteren Grenzfläche ergeben. Die eine graphische Methode, die zur Zeichnung des Längsprofils in Fig. 4 mitbenutzt wurde, beruht auf dem Gesetz der Spiegelung der geometrischen Optik. Die andere Methode ermittelt den Reflexionspunkt als Schnittpunkt zweier geometrischer Orte; der eine Ort ist der freie Schenkel des Emergenzwinkels des reflektierten Strahles, der andere die Ellipse,

deren Durchmesser sich aus der Laufzeit der reflektierten Welle ergibt, und deren Brennpunkte Spreng- und Beobachtungsort sind.

In vorstehender Tabelle sind die gesamten Laufzeiten der R_I -Wellen und die aus diesen nach obiger Formel berechneten Eistiefen zusammengestellt.

Die in Tabelle 3 angegebenen Tiefen dienten zur Konstruktion der Profile in Fig. 4 und 5. Zunächst wurden die Längsprofile gezeichnet, die sodann der Konstruktion der einzelnen Querprofile zugrunde gelegt wurden. Da die Sprengungen auf den Längsprofilen so angelegt wurden, daß die Reflexionspunkte sich jeweils auf Parallelen zur Zeltstandortlinie anordneten, konnten die ursprünglich in den Längsprofilen erhaltenen Tiefenwerte auch zur Konstruktion von Querprofilen durch die Reflexionspunkte herangezogen werden, wie aus Fig. 5 hervorgeht. Durch die U_P -Wellen konnten wir das Profil V noch weiter ausdehnen. Die Tiefe unter dem Zeltstandort V wurde aus den Seismogrammen der seitlichen Schüsse (östlich und westlich) bestimmt.

Auf S. 483 schlossen wir aus den zahlreichen Längs- und Querspalten im durchmessenen Gebiet auf einen sehr unebenen Untergrund des Gletschers. Die seismisch gewonnenen Tiefen bestätigen diese Vermutung. Wie besonders deutlich aus dem Längsprofil V in Fig. 4 zu ersehen ist, befand sich danach die Zeltortlinie über einem recht ausgedehnten Rundhöcker mit verhältnismäßig steilen Flanken. Über diesem ist die Eismächtigkeit nur 250 bis 270 m, um in Richtung zur Zunge wie auch in Richtung zum Firn vor und hinter dem Rundhöcker auf über 300 m anzusteigen.

Literatur

- 1) H. Mothes: Dickenmessungen von Gletschereis mit seismischen Methoden. Geol. Rundschau, Bd. XVII, 1926, Heft 6.
- 2) Derselbe: Seismische Dickenmessungen von Gletschereis. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. III, 1927, Heft IV.
- 3) Derselbe: Neue Ergebnisse der Eissemik. Ebenda, Jahrg. V, Heft 3—4.
- 4) E. Sorge: Die ersten Dickenmessungen des grönlandischen Inlandeises. Ebenda, Jahrg. 6, Heft 1.
- 5) R. Köhler: Beobachtungen an Profilen auf See-Eis. Ebenda, Jahrg. V, Heft 7.
- 6) H. Hess: Der Hintereisferner 1893 bis 1922. Zeitschr. f. Gletscherkunde, Bd. VIII, 1924.
- 7) G. Angenheister: Beobachtungen bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. III, Heft 1.
- 8) W. Schweißdar und H. Reich: Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. XVII, 1927.
- 9) Im Seminar Berlin, Februar 1928, und Göttingen 1929 besprochen; wird demnächst veröffentlicht.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Mai 1930.

Bericht über die neunte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
vom 11. bis 14. September 1930 in Potsdam

Wissenschaftliche Sitzungen

Freitag, den 12. September 1930, vormittags 9 Uhr:

Vorsitz: K. Haussmann.

1. A. Schmidt: Über die sterntägigen Schwankungen des Erdmagnetismus.
2. A. Nippold: Referiert über v. d. Pahlen: Eine magnetische Theorie der Sonnenkorona.
3. Dr. Mögel: Beziehungen zwischen Störungen des Kurzwellenempfangs und erdmagnetischen Störungen.
4. H. Israel: Schwere Ionen der Atmosphäre.

Freitag, den 12. September 1930, nachmittags 15 Uhr:

Vorsitz: W. Schmidt.

5. W. Kohlhörster: Neue Untersuchungen über Höhenstrahlen.
6. A. Mathias: Gewitterelektrizität.
7. F. Linke: Über die Normierung von Aktinometern und Photometern.
8. M. Müller: Eine Apparatur zur Erzeugung und Messung niederfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder.
9. T. Schlomka: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium.

Sonnabend, den 13. September 1930, vormittags 10 Uhr:

Vorsitz: R. Schwinner.

10. O. Meisser (H. Martin und Th. Gengler): Die Jenaer Pendelapparaturen (mit Vorführung) O. Meisser: Für das Schwingungsdauerverfahren.
11. H. Martin: Für das Koinzidenzverfahren.
12. Th. Gengler: Das Pendel als Zeitnormale.
13. G. Schmerwitz: Die Horizontalpendelwaage und ihre Anwendung zur Bestimmung des vertikalen Schweregradienten.
14. H. Haalck: Ein statischer Schweremesser mit Temperaturkompensation.
15. O. Hecker: Ein statischer Schweremesser.
16. C. Seidel: Die Bedeutung der technischen Bruchformen für die Ermittlung geophysikalischer Störungsbereiche.

Sonnabend, den 13. September 1930, nachmittags 15 Uhr:

Vorsitz: Fr. Hopfner.

17. G. Angenheister: Seismische Beobachtungen bei Sprengungen.
- H. Mothes und B. Brockamp: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegebetscher.
18. H. Mothes: Seismische Tiefenbestimmungen.
19. B. Brockamp: Laufzeitkurven, Amplituden und Perioden.
20. G. Krumbach: Bemerkungen zum Herdtiefenproblem.
21. K. Uller: Die wahre Kugelwelle.

Ordentliche Mitgliederversammlung der Deutschen Geo-
physikalischen Gesellschaft in Potsdam am 13. September 1930

Beginn: 9^h 05^m.

Anwesend: 35 Mitglieder.

Tagesordnung:

1. Bericht des Vorstandes.
2. Bericht des Schriftleiters.
3. Kassenbericht.
4. Entlastung des Vorstandes.
5. Kassenvoranschlag und Festsetzung des Mitgliedsbeitrages für die nächsten 2 Jahre.
6. Wahlen zum Vorstand. (Es scheiden aus: K. Haussmann, F. Linke, A. Wegener.)
7. Wahl der Rechnungsprüfer.
8. Zeit und Ort der nächsten Tagung.
9. Verschiedenes.

1. Der Vorsitzende, Herr F. Linke, eröffnet die ordentliche Mitgliederversammlung, stellt die satzungsgemäße Einberufung fest und verliest den Jahresbericht des Vorstandes (Anlage 1), Änderungen werden nicht gewünscht. Der Bericht wird genehmigt.

2. Der Schriftleiter der Gesellschaftszeitschrift, Herr G. Angenheister, erstattet den Bericht über die Zeitschrift (Anlage 2).

Nach eingehender Debatte wird beschlossen, den Preis der Zeitschrift für die Mitglieder um 2,— RM, im Buchhandel um 4,— RM zu erhöhen, den Umfang des nächsten Jahrganges um 2¹/₂ Bogen zu vermindern, durch Rundschreiben an die Autoren zur Einlieferung guter Abbildungen und Vermeidung von Autorkorrekturen aufzufordern. Ferner soll bei der Notgemeinschaft die Wiedergewährung eines Zuschusses beantragt werden. Die „Geophysikalischen Berichte“ und der „Literaturbericht“ sollen möglichst beibehalten werden.

3. Der Schatzmeister, Herr R. Schütt, erstattet den Kassenbericht (Anlage 3).

Herr Hecker berichtet über die Kassenprüfung, die beste Ordnung ergeben hat.

4. Auf Antrag wird dem Vorstand und der Kassenführung Entlastung erteilt. Der Vorsitzende spricht dem Schatzmeister und dem Schriftleiter den besonderen Dank der Gesellschaft für ihre erheblichen Mühen aus.

5. Der Schatzmeister verliest den Kassenvoranschlag, der ohne Änderung genehmigt wird. Der Mitgliedsbeitrag für die nächsten zwei Jahre wird wegen der Verteuerung der Gesellschaftszeitschrift von 28,— auf 30,— RM durch einstimmigen Beschuß erhöht.

6. Aus dem Vorstand scheiden satzungsgemäß aus die Herren K. Haussmann, F. Linke und A. Wegener. Es werden als Vorstandsmitglieder gewählt die Herren Prof. Dr. A. Born, Charlottenburg, Geheimrat Prof. Dr. O. Hecker, Jena und Wirkl. Admiralitätsrat Prof. Dr. E. Kohlschütter, Potsdam. Zum Vorsitzenden wird Herr Wirkl. Admiralitätsrat Prof. Dr. E. Kohlschütter durch Akklamation gewählt.

7. Zu Rechnungsprüfern werden gewählt die Herren C. Kölzer, Berlin und H. Haalk, Potsdam.

8. Als Tagungsort der Gesellschaft für 1932 werden vorgeschlagen: Kiel durch Herrn Grotewahl, Jena durch Herrn Hecker und Leipzig durch Herrn Weickmann. Ein Beschuß wird nicht gefaßt, sondern dem Vorstand Vollmacht erteilt.

9. Herr Kohlschütter erstattet Bericht über die Verhandlungen mit der Internationalen Geodätisch-Geophysikalischen Union und den Besuch der diesjährigen Tagung der Union in Stockholm. Nach eingehender Diskussion, an der sich besonders die Herren Wigand, A. Schmidt, Weickmann, Conrad, Haussmann, Perlewitz und Tams beteiligen, wurden folgende Beschlüsse auf Antrag von Herrn Wigand gefaßt:

1. Die Mitgliederversammlung billigt das Verhalten des Vorstandes und der Stockholmer Delegierten gegenüber der Internationalen Geodätisch-Geophysikalischen Union. (Dieser Antrag wurde einstimmig angenommen.)

2. Die Mitgliederversammlung beauftragt den Vorstand unter Hinzuziehung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, des Reichsbeirates für das Vermessungswesen, der Direktoren-Konferenz der Deutschen Hydrologischen Institute und der beteiligten großen deutschen Institute den Beitritt Deutschlands zur Internationalen Geodätisch-Geophysikalischen Union vorzubereiten.

In der Beitrittsklärung soll zum Ausdruck gebracht werden, daß der Beitritt unter der Voraussetzung erfolgt, daß die Londoner Erklärung vom 10. November 1918 von der Union für unberechtigt angesehen wird.

Schluß: 10^{1/2} Uhr.

gez. Mügge
Protokollführer.

gez. Linke
Sitzungsleiter.

Anlage 1

Jahresbericht des Vorstandes der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft über das Gesellschaftsjahr 1929/30 (vom 1. Oktober 1929 bis September 1930)

Im abgelaufenen Gesellschaftsjahr bestand der Vorstand aus: F. Linke als Vorsitzenden, A. Defant und A. Nippoldt als stellvertretende Vorsitzende, R. Schütt als Schatzmeister, G. Angenheister als Schriftleiter der Gesellschafts-

zeitschrift und den Herren K. Haussmann, J. Königsberger, W. Schmidt, E. Tams, A. Wegener und L. Weickmann als weiteren Mitgliedern.

Die Mitgliederzahl betrug zu Beginn des Geschäftsjahres 189, verstorben ist 1 Mitglied (P. Polis, Aachen), ausgetreten sind 4 Mitglieder, gestrichen 3, neu eingetreten sind 35 Mitglieder, so daß die Gesellschaft heute 216 Mitglieder umfaßt.

Die Kosten für wissenschaftliche Werke und Zeitschriften in Deutschland sind so gestiegen, daß es dem einzelnen Forscher ganz unmöglich ist, sich die notwendige Literatur zu beschaffen und es sogar den Instituten bei ihren beschränkten Mitteln äußerst schwer wird, ihre Fachbibliotheken auf dem laufenden zu erhalten. Deshalb wurde mit verschiedenen Verlagsbuchhandlungen vereinbart, daß den Mitgliedern der Gesellschaft wesentliche Ermäßigungen beim Bezug von Fachzeitschriften und sonstiger geophysikalischer Fachliteratur gewährt wurden. Es sind die folgenden: Verlagsbuchhandlung Gebr. Borntraeger, Berlin für Gutenberg's Lehrbuch der Geophysik 25%, Mainkas Sammlung geophysikalischer Schriften 25% und auf Gutenberg's Handbuch der Geophysik 20 bis 25%; der Verlag H. Grand, Hamburg auf die Sammlung „Probleme der kosmischen Physik“ 15 bis 20%; die Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig auf „Gerlands Beiträge zur Geophysik“ 25%, „Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre“ 20%, Handbuch der Experimentalphysik 20 bis 30%. Das Vorgehen unserer Gesellschaft hat allerseits Beifall gefunden und hat auch andere wissenschaftliche Gesellschaften zu ähnlichen Maßnahmen veranlaßt. Es ist die Annahme berechtigt, daß diese wesentlichen Vergünstigungen auch in Zukunft fördernd auf den Mitgliederbestand unserer Gesellschaft einwirken.

Im April dieses Jahres erhielt die Gesellschaft durch Vermittlung der Londoner Botschaft und des Reichsausßenministeriums von dem Präsidenten der Internationalen Geodätisch-Geophysikalischen Union die Einladung zur Teilnahme an der diesjährigen Tagung der Union in Stockholm. Da Deutschland nicht Mitglied des Internationalen Forschungsrates und der zu ihm gehörenden Internationalen Geodätisch-Geophysikalischen Union ist, kam für die deutschen Geodäten und Geophysiker nur die Teilnahme als Gäste in Frage. Leider wurde an diese allgemeine Einladung die Bedingung geknüpft, daß die zur Teilnahme bereiten deutschen Gelehrten dahingehende Anträge an den Präsidenten der Union stellen sollten. In unserem Antwortschreiben, das in einer Vorstandssitzung am 28. April 1930 in Berlin beschlossen wurde, brachten wir unsere grundsätzliche Bereitwilligkeit zum Ausdruck, einige Mitglieder, die verschiedenen Forschungszweigen der Geodäsie und Geophysik angehören, nach Stockholm zu entsenden, konnten uns jedoch nicht entschließen, den betreffenden Herren nahezulegen, Anträge dieserhalb zu stellen. Obgleich, wie uns bekannt geworden ist, verschiedene ausländische Kollegen sich beim Präsidenten der Union dahin bemühten, daß bedingungslose Einladungen an die von uns namentlich bezeichneten Herren ergehen sollten, hat der Präsident sich erst zur Einladung entschlossen, als am ersten Tage der Stockholmer Unionstagung die anwesenden

Delegierten einstimmig die telegraphische Einladung deutscher Vertreter beantragten. Dieser telegraphischen Einladung, die von dem schwedischen Lokalkomitee wärmstens unterstützt wurde, sind die Herren Angenheister, Hecker, Kohlschütter, Linke und Nippoldt gefolgt. Wir haben uns hauptsächlich an den wissenschaftlichen Verhandlungen beteiligt, aber auch unsere Ansicht über die von uns für notwendig gehaltene Umorganisation des Forschungsrates und der Geodätisch-Geophysikalischen Union zum Ausdruck gebracht. Zu unserer Genugtuung entsprechen die neu angenommenen Satzungen der Union sowohl wie die im Juli dieses Jahres von der Statutenkommission des Internationalen Forschungsrates für die im nächsten Jahre stattfindende Plenarsitzung des Forschungsrates ausgearbeiteten Satzungen im großen und ganzen den deutschen Wünschen, so daß nach Ansicht der an der Stockholmer Tagung beteiligten Herren der Weg zum Anschluß der deutschen Geodäten und Geophysiker an die Internationale Geodätisch-Geophysikalische Union nunmehr frei ist. Der Anschluß Deutschlands an den Internationalen Forschungsrat ist jetzt keine Vорbedingung mehr für den Beitritt zu den einzelnen Unionen, so daß der Mitgliederversammlung die Frage des Anschlusses an die Internationale Geodätisch Geophysikalische Union zur grundsätzlichen Entscheidung vorgelegt wird.

Am 4. Juni 1930 wurde in Berlin der 70. Geburtstag des Präsidenten der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, des Staatsministers Dr. W. Schmidt-Ott, gefeiert. Bei dieser Gelegenheit wurde ihm von einem hierzu gebildeten Ausschuß ein Forschungsfonds überreicht, zu dem auch unsere Gesellschaft nach Maßgabe ihrer spärlichen Mittel beigetragen hat. Wir erfüllten hierdurch und durch die gleichzeitig abgestatteten Glückwünsche eine Ehrenpflicht gegenüber dem weitsichtigen Förderer unserer Arbeiten, in der Überzeugung, daß ohne ihn und sein Werk viele — ja man kann wohl sagen, die meisten — Forschungsarbeiten nicht hätten ausgeführt werden können.

An der Einweihung des neuen erdmagnetischen Observatoriums Niemegk des Preuß. Meteorologischen Instituts am 23. Juli 1930, das den Namen „Adolf Schmidt-Institut für Erdmagnetismus“ erhielt, nahm der Vorsitzende der Gesellschaft teil und überreichte dabei unserem Ehrenmitglied, Herrn Adolf Schmidt, der an diesem Tage seinen 70. Geburtstag hatte, die von den Herren Angenheister, Nippoldt und Weickmann unter Beteiligung von 88 ausländischen und deutschen Fachkollegen herausgegebene Festschrift, die ein Doppelheft unserer Gesellschaftszeitschrift bildet.

Unserem Vorstandsmitglied, Herrn Karl Haussmann, sandte der Vorsitzende im Namen der Gesellschaft zu seinem 70. Geburtstag am 22. Juni 1930 die Glückwünsche der Gesellschaft. Auch dem früheren Vorsitzenden, Herrn E. Kohlschütter, stattete der Vorsitzende zu seinem 60. Geburtstag am 11. Juni 1930 die Glückwünsche der Gesellschaft ab.

Die diesjährige Tagung ist die letzte mit einjährigem Turnus. Nach den im vorigen Jahre beschlossenen Satzungen werden Tagungen zukünftig in jedem

geraden Jahre stattfinden, während in den ungeraden Jahren die Deutsche Meteorologische Gesellschaft tagt, mit der uns viele gemeinsame Interessen verbinden.

Die Aufrechterhaltung dieser guten Beziehungen zur Deutschen Meteorologischen Gesellschaft ist eine dauernde Aufgabe des Vorstandes. Auch im nächsten Jahre sollen die wichtigen Verhandlungen über die Internationale Geodätisch-Geophysikalische Union im engen Einvernehmen mit dem Vorstand der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft sowie anderen beteiligten Körperschaften geführt werden.

F. Linke.

Anlage 2

Bericht über die Herausgabe der Zeitschrift für Geophysik, Jahrgang 1930, von G. Angenheister

Vom Jahrgang 1930 liegen vor Heft 1 bis 7; Heft 8 befindet sich in der Korrektur. Diese Hefte umfassen 32 Bogen Text, 2 Bogen Literaturverzeichnis und $9\frac{1}{3}$ Bogen Geophysikalische Berichte, zusammen $43\frac{1}{3}$ Bogen. Der vorgeschriebene Umfang von 30 Bogen Text + Literaturbericht + 5 Bogen Geophysikalische Berichte ist somit um $8\frac{1}{3}$ Bogen überschritten. Die Zahl der Bezieher betrug im September der Jahre

1926	1927	1928	1929	1930
317	353	425	470	495

Trotz der steigenden Zahl der Bezieher hat der Verlag ein Defizit, da der Bezugspreis sehr niedrig ist. (Er beträgt pro Bogen rund die Hälfte der sonst üblichen Zeitschriftenpreise.) Die Unkosten für Umzeichnen von Abbildungen, Verfasserkorrekturen und erschwertem Satz waren unverhältnismäßig hoch. Ferner konnte von der Notgemeinschaft für die Zeitschrift für 1929 ein Zuschuß nicht erreicht werden. Es steht zu befürchten, daß auch für 1930 kein Zuschuß zur Zeitschrift und von 1931 an auch kein Zuschuß für die Geophysikalischen Berichte mehr wird erreicht werden können.

Um eine weitere Unterbilanz zu vermeiden, wird es notwendig sein,

1. den Preis der Zeitschrift zu erhöhen und zwar für Mitglieder von 24 auf 26 RM;
2. erneut einen Zuschuß bei der Notgemeinschaft zu beantragen;
3. wenn nötig, bis zu $2\frac{1}{2}$ Bogen an Umfang und Text einzusparen.

Ferner muß darauf gehalten werden, daß die Abbildungen druckfertig eingereicht werden und daß die Verfasserkorrekturen beschränkt werden.

Der Schriftleiter der Zeitschrift wurde ermächtigt, diese notwendigen Maßnahmen zu veranlassen.

Anlage 3

Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für das Geschäftsjahr
1929/30

Abgeschlossen am 8. September 1930

Einnahmen	Ausgaben
An Bestand RM 1493.10	Per Verwaltungskosten . . RM 787.55
Restbeiträge 1927/28 u. 1928/29 , 104.43	Drucksachen , 89.20
Beiträge 1929/30 , 5187,25	Fr. Vieweg & Sohn A.-G. f. Jahrg. VI d. Zeitschrift f. Geophysik . . , 4971.—
Vorausbezahlte Beiträge für 1930/31 , 88.—	Leihgabe für Hilfe bei Zusammenstellung d. Literaturberichts , 400.—
Zurückgezahlte Porto- auslagen , 6.44	Beitrag zur Schmidt-Ott-Spende , 200.—
Bankzinsen , 3.95	Übertrag auf 1930/31 , 795.42
Rückzahlung von der Notgemeinschaft , 300.—	
Zahlungen für frühere Jahrg. d. Zeitschr. , 60.—	
<hr/> RM 7243.17	<hr/> RM 7243.17

Von obigen RM 795.42 sind

auf der Bank	RM 724.03
auf Postscheckkonto	, 64.71
in der Kasse	, 6.68
	<hr/> RM 795.42

Prof. Dr. R. Schütt,
z. Zt. Schatzmeister.

Geprüft und richtig befunden
H. Haalek. O. Hecker.
Potsdam, den 12. September 1930.

Berichtigungen

Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. VI, Heft 4/7, 1930:

Es muß heißen in der Arbeit Schliomka S. 395

bei Figur 1 Maßstab: 1 cm = 0.2 Gauß statt 0.1 Gauß,
 $\begin{array}{ccccccc} \text{“} & \text{“} & 2 & \text{“} & \text{“} & 2 & \text{“} \\ \text{“} & \text{“} & 3 & \text{“} & \text{“} & 2 & \text{“} \end{array} = \begin{array}{ccccc} 1 & \text{“} & 1 & \text{“} & \text{“} \end{array}$

Autorenverzeichnis

Albrecht, F. 421.
Ansel, E. A. 178.

Bock, R. 251.
Breyer, H. 98.
Brockamp, B. 482.
Burmeister, Fr. 186.

Chapman, S. 396.

Egedal, J. 157, 263.
Ertel, H. 329.

Fanselau, G. 65, 285.
Feussner, K. 159.
Frankenberger, E. 458.
Friedrichs, H. 159.

Gehlinsch, E. 271.
Gernet, A. v. 216.
Gutenberg, B. 57, 62.

Haalck, H. 129.
Harris, S. 171.
Hasegawa, M. 78.
Haussmann, K. 253.
Heiland, C. A. 228, 479.

Jung, H. 173.
Jung, K. 114.

Keränen, J. 265.
Kleinschmidt, E. 370.
Knoch, K. 318.
Köhler, R. 123.
Koenigsberger, J. 71,
74, 190.
Kohlschütter, E. 466,
478.
Kolhörster, W. 341.
Krumbach, G. 60.
Kühl, W. 358.

La Cour, D. 255.
Livländer, R. 134.

Meisser, O. 1, 13, 476,
480.
Mendel, H. 32.
Mothes, H. 482.

Nippoldt, A. 182.
Oserezky, W. 69.

Palazzo, L. 225.
Pollak, L. W. 377.
Popoff, K. 221.

Reich, H. 207.

Schlomka, T. 392.
Schubert, J. 458.
Schuh, Fr. 235.
Schulze, E. G. 141.
Schwinner, R. 111.
Sorge, E. 22.
Stenz, E. 443.
Störmer, C. 334, 463.
Süring, R. 285.

Tams, E. 361, 480.
Tetens, O. 297.

Uljanin, W. 435.

Vegard, L. 42.
Venske, O. 248.

Wagner, A. 310.
Weickmann, L. 291.
Wigand, A. 458.

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung, Aufbau der Erde und Schwere
- O. Meisser: Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schwerkraftmessungen. S. 1.
- W. Oserezky: Ein Diagramm zur Bestimmung der Differenz der Schwerkraftstörung Δg in zwei Beobachtungspunkten. S. 69.
- R. Schwinner: Über den Horizontalabstand von Pendelstationen. S. 111.
- R. Livländer: Die kontinentalen Verschiebungen von Amerika und Madagaskar. S. 134.
- H. Jung: Über isostatische Schwerkraftanomalien und deren Beziehung zu den totalen Anomalien. S. 173.
- E. A. Ansel: Bemerkungen zu den Ausführungen von H. Jung. S. 178.
- T. Schliomka: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. S. 392.
- E. Kohlschütter: Die Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln. S. 466.
- O. Meisser: Bemerkung zu der Arbeit „Die Invariabilität und Abstimmung von Minimumpendeln“ von E. Kohlschütter. S. 476.
- E. Kohlschütter: Erwiderung. S. 478.
- C. A. Heiland: Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn Dr. O. Meisser: „Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schwerkraftmessungen“. S. 479.
- O. Meisser: Bemerkung zu den vorstehenden Ausführungen von Herrn Prof. Dr. C. A. Heiland. S. 480.

2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

- E. Sorge: Die ersten Dickenmessungen des grönlandischen Inlandes. S. 22.
- H. Mendel: Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. S. 32.
- B. Gutenberg: Nochmals: Zur Frage der Laufzeitkurven. S. 57.
- G. Krumbach: Erwiderung zur vorstehenden Arbeit von Herrn Prof. Gutenberg. S. 60.
- B. Gutenberg: Bemerkungen zu der vorstehenden Erwiderung. S. 62.
- M. Hasegawa: Die Wirkung der obersten Erdschicht auf die Anfangsbewegung einer Erdbebenwelle. S. 78.
- H. Breyer: Über die Elastizität von Gesteinen. S. 98.
- R. Köhler: Harmonische Schwingungen des Untergrundes. S. 123.
- E. Tams: Die Seismizität des Südantillenbogens. S. 361.
- E. Kleinschmidt: Eine neue württembergische Erdbebenwarte. S. 370.
- E. Tams: Das Epizentrum des südatlantischen Großbebens vom 27. Juni 1929. S. 480.
- B. Brockamp und H. Mothes: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher. I. S. 482.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

- L. Vegard: Die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen und die Konstitution der höheren Atmosphärenschichten. S. 42.

- G. Fanselau: Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Samoa. S. 65.
- J. Koenigsberger: Über tägliche erdmagnetische Variationen in zwei Alpentälern. S. 74.
- J. Egedal: Über die Existenz einer mondentägigen Variation in den Erdströmen. S. 157.
- A. v. Gernet: Die Ergebnisse der magnetischen Messungen in der Ostsee in den Jahren 1924 bis 1929. S. 216.
- K. Popoff: Erdmagnetische Messungen in Bulgarien, Mazedonien, Trazien und in der Dobrudja. S. 221.
- L. Palazzo: Einige Bemerkungen über erdmagnetische Messungen, welche in Feodossia ausgeführt wurden. S. 225.
- C. A. Heiland: Possible causes of abnormal polarizations of magnetic formations. S. 228.
- O. Venske: Die innere Genauigkeit von Inklinationsmessungen mit dem Erdinduktor. S. 248.
- R. Bock: Theorie einer neuen galvanischen Waage. S. 251.
- D. la Cour: Une modification de l'enregistreur à marche rapide et à petite consommation de papier de Ad. Schmidt pour l'application aux stations de l'Année Polaire 1932 — 1933. S. 255.
- G. Fanselau: Was sagen uns die Parameter eines Magneten? S. 258.
- J. Egedal: Über die Herleitung des Potentials des täglichen erdmagnetischen Variationsfeldes. S. 263.
- J. Keränen: Über den Vektor der magnetischen Störungen im aperiodischen Verlauf. S. 265.
- E. Gehlinsch: Forschungsmethoden über den Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckentätigkeit und den erdmagnetischen Störungen. S. 271.
- C. Störmer: Wie tief dringen die Polarlichter in die Erdatmosphäre ein? S. 334.
- W. Kolhörster: Gammastrahlen an Kaliumsalzen. S. 341.
- W. Uljanin: Ein Universal-Induktionsmagnetometer. S. 435.

- A. Wigand, J. Schubert und E. Frankenberger: Ein neues Verfahren der luftelektrischen Raumladungsmessung. S. 458.
- C. Störmer: Kurze Erwiderung auf Vegards Bemerkungen über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. S. 463.

III. Physik der Atmosphäre

- K. Feussner und H. Friedrichs: Zum Trübungsfaktor. S. 159.
- R. Süring: Der Temperaturverlauf im Sandboden. S. 285.
- L. Weickmann: Die dominierende Luftdruckwelle des strengen Winters 1928/29. S. 291.
- O. Tietens: Über einige meteorologische Begriffe. S. 297.
- A. Wagner: Über die Feinstruktur des Temperaturgradienten längs Berghängen. S. 310.
- K. Knoch: Das unperiodische Element im Tropenklima. S. 318.
- H. Ertel: Zur Theorie der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen. S. 329.
- W. Kühl: Über die Form der Fernschallwelle. S. 358.
- L. W. Pollak: Über den Zusammenhang zwischen Typhusmorbidität (bzw. Typhusmortalität) und Niederschlagschwankungen nebst einer Kritik der Brücknerschen Klimaperiode. S. 377.
- S. Chapman: On the Determination of the Lunar Atmospheric Tide. S. 396.
- F. Albrecht: Der Wärmeumsatz durch die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre. S. 421.
- E. Stenz: Der große Staubfall vom 26. bis 29. April 1928 in Südosteuropa. S. 443.

IV. Angewandte Geophysik

- (Gravimetrische und seismische Methoden siehe I, 1 und 2)
- Magnetische, elektrische, radioaktive und thermische Methoden
- O. Meisser: Geophysikalische Messungen unter Tage. S. 13.

- J. Koenigsberger: Zur Ermittlung ausgedehnter Schichten verschiedener Leitfähigkeit. S. 71.
- K. Jung: Die Belowsche Methode zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient, ihre Verallgemeinerung für beliebige Massenformen und ihre Anwendung auf „zweidimensionale“ Massenanordnungen. S. 114.
- H. Haalck: Über die Ursache der erdmagnetischen Störung im Gebiet der Freien Stadt Danzig. S. 129.
- E. G. Schulze: Magnetische Vermessung einiger tertiärer Eruptivgänge und -stöcke im sächsischen Elbsandsteingebirge. S. 141.
- S. Harris: Temperature changes between Torsion balance readings in the State of Texas. S. 171.
- Fr. Burmeister: Die Säkularvariation in der Rheinpfalz in den Jahren 1850 bis 1928. S. 186.
- J. Koenigsberger: Größenverhältnis von remanentem zu induziertem Magnetismus in Gesteinen; Größe und Richtung des remanenten Magnetismus. S. 190.
- H. Reich: Über eine magnetische Anomalie am Lebasee in Ostpommern. S. 207.
- F. Schuh: Die geologische Bedeutung der Schaffung einer Isanomalenkarte der magnetischen Vertikaintensität von Deutschland. S. 235.
- Siehe auch I, 1: Meisser, Oserezki, Schwinner, Kohlschütter, Heiland, Meisser.
- Siehe auch I, 2: Breyer.
- Bezeichnung des Standes und des Ganges einer Uhr. S. 126.
- Einführung des Begriffs, „Halbschwingerung“ bei Zeitmessern. S. 127.
- Note regarding the catastrophe of the Carnegie at Apia, Western Samoa. S. 128.
- Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft 1930. S. 128.
- Organisationsänderungen bei der Carnegie-Institution. S. 128.
- Vorlesungsankündigung von Prof. Uller, Gießen. S. 128.
- Lehrgang der Balneologie und Medizinischen Klimatologie für Ärzte und Meteorologen der Mittelrheinischen Studiengesellschaft. S. 179.
- Seismische Meldungen im Anschluß an amerikanische Wettertelegramme (Forts.). S. 180.
- Widmung für Adolf Schmidt. S. 181.
- A. Nippoldt: Wesensgleiche und wesensverschiedene Darstellungen. S. 182.
- K. Haussmann: Messungen im Luftschiff. S. 253.
- Bericht über die neunte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 11. bis 14. September 1930 in Potsdam. S. 501.
- Mitgliederverzeichnis der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. Oktober 1930. Heft 8. Berichtigungen. S. 507.

Literaturverzeichnis.

- S. I—XVI. Heft 3.
S. XVII—XXXII. Heft 8.

Geophysikalische Berichte.

- S. 1—48. Heft 1.
S. 49—72. Heft 3.
S. 73—236. Heft 8.

Mitteilungen und Verschiedenes

Geophysikalischer Kursus der Reichsanstalt für Erdbebenforschung. S. 64.

Mitgliederverzeichnis

der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. Oktober 1930.

Bankkonto: Deutsche Bank, Filiale Hamburg. Postscheckkonto: Hamburg Nr. 43 999
(Beides nur für „Deutsche Geophysikalische Gesellschaft“.)

Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

1. Vorsitzender: E. KOHLSCHÜTTER, Potsdam.
2. Stellvertretende Vorsitzende: A. DEFANT, Berlin;
A. NIPPOLDT, Potsdam.

Schatzmeister: R. SCHÜTT, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.

Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. ANGENHEISTER, Göttingen.

Weitere Vorstandsmitglieder:

E. TAMS, Hamburg; W. SCHMIDT, Wien; J. KOENIGSBERGER, Freiburg i. Br.;
L. WEICKMANN, Leipzig; A. BORN, Berlin; O. HECKER, Jena.

Es wird gebeten, Änderungen der Anschrift dem Vorsitzenden, dem Schatzmeister und der Schriftleitung
mitzuteilen.

(Die mit * Bezeichneten sind Gründer der Gesellschaft.)

- *1. ALMSTEDT, KARL, Dr., Braunschweig, Leonhardstraße 41.
- *2. ANDRÉE, K., Prof. Dr., Vorst. d. Geophys. Warte d. Albertus-Universität, Königsberg i. Pr., Heumarkt 1.
- *3. ANGENHEISTER, G., Prof. Dr., Direktor d. Geophysikal. Instituts, Göttingen, Herzberger Landstraße 180.
- *4. ANSEL, Prof. Dr., Freiburg i. Br., Jakobistraße 45.
- 5. Askaniawerke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87.
- 6. Astronomisch-Meteorologische Anstalt d. Universität Basel-Binningen, Schweiz.
- 7. Badische Geologische Landesanstalt, Freiburg i. Br.
- 8. BARTELS, JULIUS, Prof. Dr., Eberswalde, Neue Kreuzstraße 17^{II}.
- 9. BARTON, DONALD C., Dr., Houston, Texas, Petroleum Building, U. S. A.
- 10. BAUR, FR., Dr., Frankfurt a. M., Rödelheim, Fuchstanzstraße 35.
- 11. Bayerische Landeswetterwarthe München, Gabelsbergerstraße 55^I.
- 12. BELAR, ALBIN, Prof., Direktor d. Observatoriums „Sir Humphrey Davy“, Gorje Bled (Jugoslavien).
- 13. BEMMELEN, W. VAN, Prof. Dr., Den Haag (Holland), Blankenburgstraße 31.
- 14. BENNDORF, H., Prof. Dr., Phys. Institut d. Universität Graz.
- 15. Bergens Museum, Jordskjælvsstasjon, Bergen (Norwegen).
- 16. BERGER, R., Assistent am Geodätischen Institut Potsdam.
- 17. BOCK, R., Dr., Observator am Magnet. Observatorium, Potsdam.
- 18. BORN, A., Prof. Dr., Berlin-Grunewald, Hohenzollerndamm 86.

19. BOSSOLASCO, MARIO, Dr., Torino, Via S. Quintino 33.
20. BRAND, J., Dr., Bremen, Viktoriastraße 6.
21. Bremische Landeswetterwarte, Bremen.
22. BRINKMANN, R., Prof. Dr., Geolog. Institut, Göttingen.
23. BROCKAMP, B., Dr., Berlin-Friedenau, Seestraße 9.
24. BÜLOW, E.-U. v., Dr., Geologist and Consulting Geophysicist. 509 Seventeenth Street, Denver, Colorado, U. S. A.
25. Bundesamt f. Eich- und Vermessungswesen, Wien VIII, Friedrich Schmidt-Platz 3.
- *26. BURMEISTER, Dr., Observator an d. Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
27. CLOOS, E., Geologe Dr., Hannover, Lister Kirchenweg 15c
28. Colorado School of Mines; Golden Colorado U. S. A.
29. CONRAD, V., Prof. Dr., Leiter d. Erdbebenwarte d. Zentralanstalt f. Meteorologie und Geodynamik, Wien VI (Österreich), Mariahilferstraße 91.
30. Csl. státní ústav geofysikální. Prag II, Vinohrady 3.
31. DEFANT, A., Prof. Dr., Direktor d. Inst. f. Meereskunde, Berlin NW. 7, Georgenstraße 34—36.
32. Deutscher Markscheideverein Bochum (Vorsitz: Markscheider LÖHR). Postschließfach 288.
33. Dominion Observatory, Ottawa (Canada).
34. DUNSTAN, D., Geologist of Queensland, Chief Government, Brisbane (Australien).
35. ECKHARDT, E. A., Dr., Gulf Research Laboratory, 327 Craft Avenue, Pittsburgh, Pa., U. S. A.
36. Erdbebenwarte am Markscheideinstitut d. Technischen Hochschule Aachen.
37. Erdbeben- und Wetterwarte Ravensburg. Württemberg.
38. Erdbebenstation am Physikal. Institut d. Universität Graz (Österreich).
- *39. ERRULAT, Dr., Assistant a. d. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Metgethen (Ostpreußen), Forstweg 8.
40. Flugwetterwarte Köln a. Rh., Flughafen.
41. FONTSERÉ, EDUARDO, Prof. Dr., Direktor d. seismischen Station d. Observatoriums Fabra, Barcelona (Spanien), C. Salmeron 11.
- *42. FRIEDLÄNDER, IMM., Dr., Direktor d. Vulkanologischen Instituts Neapel (Italien), Vomero, Via Luigi Sanfelice 60.
43. Fysikaliske Laboratoriet, Helsingfors (Finnland), Brombergterrassen.
44. GALBAS, P. A., Dr., Wilhelmshaven-Rüstringen, Holtermannstraße 63 d.
45. GASSMANN, FRITZ, Prof. Dr. an d. Kantonschule Aarau u. Privatdozent f. Geophysik d. Techn. Hochschule Zürich, Aarau (Schweiz), Rüttiweg 2.
46. GELLA, N., Direktor, Ingenieur, Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423, z. Z. in Amerika. Anschriften an Techn. Büro d. Fa. Piepmeyer & Co., Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423.
47. Geographisches Seminar d. Universität Göttingen, Prinzenstraße.
48. Geolog.-mineralisches Institut d. Universität Köln, Severinswall 38.
49. Geolog.-paläontologisches Institut d. Techn. Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 170.
50. Geolog.-paläontologisches Institut d. Universität Heidelberg.
51. Geophysikal. Institut d. Universität Göttingen, Herzberger Landstraße 180.
52. Geophysikal. Institut d. Universität Leipzig, Thalstraße 38.
53. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Heumarkt 1.
54. GEUSSENHAINER, O., Dr., Hannover, Krautstraße 1.
55. GöTZ, F. W. PAUL, Dr. phil. nat., Leiter d. Lichtklimatischen Observatoriums Arosa (Schweiz), Inner-Arosa.
56. GOMEZ DE LLARENA, JOAQUIN, Prof. Dr., Catedratico del Instituto, Gijón, Asturien, Spanien.
57. GROTEWAHL, M., Dr., Kiel, Wilhelminenstraße 28.

58. GÜNZBURGER, O., Dr., Freiburg i. Br., Sternwaldstraße 13.
- *59. GUTENBERG, B., Prof. Dr., Pasadena (Calif.), U. S. A. Seismological Laboratory,
220 North San Rafael Avenue.
60. HAALCK, Prof. Dr., Potsdam, Metzstraße 6.
61. HAARMANN, Prof. Dr., Berlin-Halensee, Küstrinerstraße 11.
62. HARTMANN, W., Dr., Bremische Landeswetterwarte.
63. HASEGAWA, M., a. o. Prof. d. Geophysik a. d. Kaiserl. Universität Kyoto, z. Z.
Potsdam, Luckenwalderstraße 5.
64. HAUBOLD, Dr., Houston, Texas, U. S. A., 2814 Rosewood Avenue.
65. HAUSSMANN, K., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. h. c., Schwäbisch-Gmünd, Parlerstr. 24.
- *66. HECKER, O., Geh. Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Direktor d. Reichsanstalt f. Erd-
bebenforschung, Jena, Villengang 3.
67. HEILAND, C., Prof. Dr., Prof. of Geophysics Colorado School of Mines, Golden,
Colorado (U. S. A.).
68. HEISE, W., Dr. phil., Hannover, Sohnreystraße 20.
69. HELMS, H. v., Dr. phil., Hannover, Lavesstraße 82.
70. HERGESELL, H., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Berlin NW., Siegmundshof 10.
71. HESS, V. F., Prof. Dr., Graz, Lehrkanzel f. Experimentalphysik d. Universität.
72. HILLER, W., Dr., Wissenschaftl. Assistent d. Württemb. Landeswetterwarte Stuttgart,
Büchsenstraße 56.
73. HOELPER, Studienrat, Dr., Direktor d. Meteorolog. Observatoriums, Aachen.
74. HUBEET, F., Dr. Studienrat, Kassel, Albrechtstraße 45^{II}.
75. HUNKEL, Dr., Köln-Mühlheim, Holweidestraße 3c.
76. Institut f. Kosmische Physik d. Universität Innsbruck, Schöpfstraße 41.
77. Institut f. Kosmische Physik, Prag, Deutsche Universität. Vinična 3.
78. Institut f. Meereskunde Berlin NW 7, Georgenstraße 34—36.
79. Institut f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
80. JENSEN, C., Prof. Dr., Technische Staatslehranstalten Hamburg, Privatdozent a. d.
Universität, Hamburg, Lübeckerstraße 24.
81. JONGMANS, W., Dr., Directeur van het Geologisch Bureau voor het Nederlandsche
Myngebied Heerlen (Holland), Akerstraat 86.
82. JUNG, K., Privatdozent Dr., Potsdam, Geodätisches Institut. Wohnung: Potsdam,
Saarmunderstraße 17^{II}.
83. KAPPES, TH., Dr.-Ing., Markscheider, Oberassistent a. d. Techn. Hochschule Aachen,
Weberstraße 35.
84. Kgl. Magnet u. Meteorol. Observatorium, Batavia.
85. KIROFF, Prof., Direktor des Meteorol. Instituts, Sofia, Rue Regentska 3.
86. KLEINSCHMIDT, Prof. Dr., Direktor d. meteorol. Abteilung d. Württemb. Statist.
Landesamts Stuttgart, Büchsenstraße 56.
87. KÖLZER, J., Reg.-Rat Dr., Referent im Reichswehrministerium, Berlin W 30,
Nollendorfstraße 29/30.
88. KOENIGSBERGER, J., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Günterthalstraße 47.
89. KOHLSCHÜTTER, E., Wirkl. Admiral.-Rat Prof. Dr., Dir. d. Geod. Inst. Potsdam.
90. KOLB, W., Markscheider, Hannover, Hinüberstraße 4a; Houston, Texas, 109 Hawt-
horne Avenue, U. S. A.
91. KOSCHMIEDER, K., Dr., Direktor d. Staatl. Observ. Danzig-Langfuhr, Heeresanger 9.
92. Kosmographisches Institut d. Universität Budapest VIII, Muzeum-körut 6, z. Händen
Prof. Dr. v. KÖVESLIGETHY.
- *93. KOSSMAT, Fr., Geh. Bergrat Prof. Dr., Direktor d. sächs. Geolog. Landesunter-
suchung, Leipzig, Talstraße 35.
94. KRAHMANN, R., Dr.-Ing., 203 Jan Smuts Avenue, Johannesburg - Parktown North,
Südafrikanische Union.
- *95. KRUMBACH, G., Reg.-Rat bei d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Kirchplatz 6.

96. KÜHN, Geh. Bergrat Prof. Dr., Abteilungsdirektor d. preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin-Dahlem, Humboldtstraße 24.
97. KUHLBRODT, E., Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Abteilungsvorsteher u. Privatdozent f. Meteorologie, Hamburg 3, Deutsche Seewarte.
98. KUMITOMI, SIMITI, Prof., Kozimati, Tokyo, Central Meteorological Observatory.
99. LAMBERT, Mr. WALTER DAVIS, U. S. Coast and Geodetic Survey Washington, U. S. A.
100. LAMPRECHT, W., Göttingen, A.-G., Fabrik wissenschaftl. Instrumente.
101. LEHMANN, INGE, Frl., Kopenhagen, Staatsgeodät, Vorsteher d. seism. Abteilung, Geodaetisk Institut.
102. LETTAU, H., Stud., Königsberg i. Pr., Neuer Graben 27—29.
103. LINK, E., Reg.-Baumeister (Vertreter d. Siemens-Bauunion), Porte Alegre, Rue Moinhos de Vento 70. Brasilien.
104. LINKE, F., Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Geophysikal. Instituts Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
105. LÖHR, Markscheider, Vorsteher d. Erdbebenwarte d. Westfälischen Berggewerkschaftskasse Bochum, Kanalstraße 24.
106. LOOS, P. A., Dr., Godoy Crux, Prov. de Mendoza (Argentinien), Perito Moreno 1161.
107. LORENSEE, E., Dr., Hannover, Lutherstraße 18.
108. LÜCKERATH, H., Dr., Hannover, Volgersweg 26^{II}.
109. LUTZ, C. W., Prof. Dr., Leiter d. Erdphysikal. Warte b. d. Sternwarte München.
- *110. MACK, C., Prof. Dr., Stuttgart-Degerloch, Werastraße 33.
111. MAINKA, C., Prof. Dr., Direktor d. Oberschles. Erdwissenschaftl. Landeswarte, Ratibor O. S., Bahnhofstraße 4.
112. MALKOVSKY, J. A., Colorado School of Mines, Department of Geophysics, Golden.
113. MARTIN, H., Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
114. MEINARDUS, Prof. Dr., Direktor d. Geograph. Seminars Göttingen, Grüner Weg 2.
115. MEISSER, O., Dr., Assistent a. d. Reichsanst. f. Erdbebenf. Jena, Fröbelstieg 3.
116. MEISSNER, O., Potsdam, Stiftstraße 2.
117. Meteorol. Magn. Obs. Potsdam, Telegrafenbergs.
118. Meteorol. Institut d. Rep. Türkei, Ankara.
119. MEYER, W., Geophysiker Dr., Hannover, Brehmstraße 68.
120. MIHAJLOVIĆ, J., Prof. Dr., Dir. d. Inst. Seismologique, Beograd, Tasmaidan, S. H. S.
121. MILLER, A. H., Dominion Observatory, Ottawa, Canada.
- *122. MINTROP, L., Prof. Dr., Breslau, Technische Hochschule.
123. MÖLLER, A. L., Dipl.-Berging., Leipzig, Dufourstraße 18 ptr.
124. MÖLLER, FR., Dr., Assistent a. Universitätsinstitut f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
125. MÖRIKOFER, W., Dr., Davos-Platz, Physikal.-Meteorolog. Observatorium, Davos, Schweiz.
126. MÜGGE, R., Privatdozent Dr., Frankfurt a. M., Am Dammgraben 68, Eisenbahnsiedlung.
127. MÜLLER, FERD., Dr., Geophys., Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423.
128. MÜLLER, M., Privatdozent Dr., Jens, Fröbelstieg 3.
129. MÜLLER-LIEBNAU, J., Bergass., Dortmund, Bismarckstraße 48.
130. Naturwissenschaftl. Verein (Prof. Dr. SCHLÖZER) Karlsruhe, Techn. Hochschule.
131. NAVARRO NEUMANN, M. M., S. J., Dr., Direktor d. Seism. Station Cartuja-Granada (Spanien).
132. NIKIFOROV, P., Physicien en chef de l'Académie des Sciences de l'USSR, Professeur à l'Université de Leningrad, 5 Quai de l'Université.
133. NIPPOLDT, A., Prof. Dr., Vorst. d. Magn. Inst. Potsdam, Leipzigerstraße 13.
134. NÖRLUND, N. E., Prof. Dr., Dir. d. Geodaetisk Institut, Kopenhagen, Universität.
135. NUMEROW, B., Univ.-Prof., Direktor d. Astronom. Instituts u. Geophysikalischen Zentralobservatoriums Leningrad VII O. 2, Linie 3.

136. Observatorio La Plata.
137. OISHI, W., Direktor d. Aerologischen Observatoriums, Tateno bei Tutiura (Ibaraki-ken), Japan.
138. ONO SUMINOSUKE, Prof. Dr., of the Tokyo Bunrika University, 82, Otuka-sakasita-yo, Koisikawa, Tokyo, Japan.
139. OSTERMEIER, JOH. B., Geologe, Althegegnenberg, Ob.-Bayern.
140. POLLAK, L. W., Dr. a. o. Prof. a. d. deutsch. Univ. Prag-Smichov, Svedská 28.
141. Preuß. Geodät. Institut, Potsdam, Telegraphenberg.
142. Preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
143. Preuß. Meteorol. Institut, Berlin W. 56, Schinkelplatz 6.
144. PREY, A., Prof., Direktor d. Sternwarte d. Deutschen Universität in Prag I, Clementinum.
145. RAUSCHELBACH, H., Dr., Ober-Reg.-Rat u. Abteilungsvorst. a. d. Deutschen Seewarte, Hamburg 3, Stintfang.
146. REICH, H., Dr., Geologe a. d. Preuß. Geol. Landesanst., Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
147. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
148. RELLENSMANN, O., Dr., Breslau 16, Triftstraße 21.
149. RENQVIST, H., Dr., Abteilungsvorst. a. Institut f. Meeresforschung, Helsingfors (Finnland), Apollogatan 3.
150. RÉTHLY, A., Prof. Dr., Budapest II, Margit-körút 60, IV. 3.
151. REUTLINGER, G., Assistent a. d. Techn. Hochschule Darmstadt, Saalbaustraße 81.
152. RITZAU, K., Dipl.-Ing. Consulting Geophysicist, 3533 Asbury, University Park, Dallas, Texas.
153. RIZZO, G. B., Prof. Dr., Direttore dell'Istituto di Fisica Terrestre della R. Università, Napoli (Italien), Largo S. Marcellino No. 10.
154. ROBITZSCH, N., Dr., Aeronautisches Observatorium Lindenbergs, Kreis Beeskow.
155. RÖPKE, C., Dr., Geophysiker, Hannover, Matthiasstraße 4¹.
156. ROESENER, FR., Studienrat Dr., Hannover, Ferdinandstraße 16^{II}.
157. ROMBERG, A., Dr., Prof. d. Physik, Universität Austin, Texas, U. S. A.
158. ROST, M., Dr., Charlottenburg, Berlinerstraße 155.
159. SCHEUBLE, H., Privatdozent Dr., Leoben, Montanistische Hochschule.
160. SCHLEUSENER, A., Berlin-Lichterfelde, Elisabethstraße 1, bei Schmidt.
161. SCHLOMKA, T., Dr., Halle a. S., Blumenthalstraße 14.
162. SCHMEHL, H., Privatdozent Dr., Potsdam, Jugendheimstraße 6¹.
163. SCHMIDT, AD., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Gotha, Lützowstraße 1.
164. SCHMIDT, C., Geologe Dr., Hannover, Hinüberstraße 4a.
165. SCHMIDT v. Q. Dr. (Berlin W 62, Bayreutherstraße 2), Consolado Alemano, Maracaibo, Venezuela.
166. SCHMIDT, WILH., Prof., Hochschule f. Bodenkultur, Wien.
167. SCHNEIDER, WILH., Dr., Chem.-Techn. Reichsanstalt Berlin, Wohnung: Berlin W 15, Fasanenstraße 39.
168. SCHROETER, R., wissenschaftl. Hilfslehrer, Wandsbeck b. Hamburg, Antonstraße 13.
- *169. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Vorst. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung a. Physik. Staats-institut, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
170. SCHUH, Prof., Rostock, Friedr. Franz-Straße 75.
171. Schweizerische Meteorol. Zentralanst. Zürich.
- *172. SCHWEYDAR, W., Prof. Dr., Potsdam, Höhenstraße 7.
173. SCHWINNER, R., Prof. Dr., Graz (Österreich), Schillerstraße 5.
174. SEBLATNIG, H., Dipl.-Berging., Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423.
175. SEIDL, E., Geh. Rat Dr.-Ing., Charlottenburg, Alemannenallee 6.
176. Seismos, Ges. z. Erforschung von Gebirgsschichten u. nutzbaren Lagerstätten, Hannover, Hinüberstraße 4 a.
- *177. SIEBERG, A., Prof. Dr., Reg.-Rat b. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Schützenstraße 17.

178. SIEMENS & HALSKE, Zentralstelle f. wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten d. Siemens-Konzerns, Siemensstadt bei Berlin.
179. Société de Prospection de Pétrole et de Minéraux par les Procédés Geophysique (P. P. G.) Paris, Rue de Clichy 24.
180. STENZ, E., Dr., Lwów (Polen), Instytut Geofizyki, Uniwersytet.
181. STILLE, H., Prof. Dr., Dir. d. Geolog. Inst. d. Univ. Göttingen, Herzberger Landstraße 55.
182. STINY, J., o. Prof., Dr. d. Geologie a. d. Techn. Hochschule Wien IV.
183. STOPPEL, R., Fr. Prof. Dr. phil., Institut f. allgem. Botanik, Hamburg 36, Jungiusstraße 6.
184. STRAUBEL, R., Prof. Dr., Geschäftsleiter d. Zeisswerkes Jena, Botzstraße 10.
185. STÜVE, G., Dr., Geophysik. Institut Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
186. SVERDRUP, H. U., Prof. Dr. d. Meteorologie am Geophysikal. Institut in Bergen (Norwegen), Kalfarweien 59.
- *187. TAMS, E., Prof. Dr., Wissenschaftl. Rat a. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung Hamburg 36, Jungiusstraße 9.
188. Taunusobservatorium, Kl. Feldberg im Taunus, Post Oberreifenberg i./Ts.
189. TEICHERT, C., Dr. (Königsberg i. Pr., Kurstraße 2.), U. S. National Museum, Dept. of Geology, Washington, D. C., U. S. A.
190. TETENS, O., Prof. Dr., Lindenbergs, Kreis Beeskow.
191. THOMAS, E., Geologe u. Dipl.-Ing. Dr., Cannawurf bei Heldrungen.
192. TICHANOWSKY, J., Prof., Simferopol USSR, Hospitälernaja 8, Pädagogisches Institut.
193. TRAPPE, F., Dr., Studienrat, Lingen-Ems, Mühlenstiege 13.
194. ULLER, Prof. Dr., Gießen, Süd-Anlage 19.
195. VISSER, S. W., Dr., Konikl. magn. Met. Observ. Weltevreden, Java, Nederl. Indie.
196. WEGENER, A., Prof. Dr., Graz (Steiermark), Blumengasse 9.
197. WEICKMANN, L., Prof. Dr., Direktor d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, Talstraße 38.
198. WEIGELT, I., Prof. Dr., Greifswald, Steinstraße 58.
199. Wetterwarte Stettin, Flughafen am Dammschen See.
200. WIGAND, A., Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Instituts, Hamburg 20, Alsterkrugchaussee 124.
201. WILIP, Prof. Dr., Physik. Institut d. Universität Dorpat (Estland).
202. WILSKI, P., Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Techn. Hochschule Aachen, Kurbrunnenstraße 18.
203. WOLF, M., Geh. Hofrat Prof. Dr., Vorst. d. Bad. Landessternwarte Heidelberg-Königstuhl.
- *204. ZEISSIG, C., Prof. Dr., Vorst. d. Seismischen Station Darmstadt-Jugenheim.
205. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik, Wien XIX, Hohe Warte 38.

Neu eingetretene Mitglieder:

206. BARSCH, OTTO, Prof. Dr., Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
207. DUBOIS, PAUL, Dr., Trier, Institut f. Klimaforschung, Sickingerstraße.
208. FANSELAU, Dr., Berlin-Steglitz, Krausstraße 8¹.
209. HEISKANEN, W., Dr., Observator, Geodät. Institut, Helsinki, Finnland.
210. ISRAËL, HANS, Dr., Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
211. REEH, ERICH, Dr., Celle b. Hannover, Bahnhofstraße 32.
212. RÖSSIGER, M., Dr., Clausthal, Bergakademie.
213. STUBBE, G., Berlin-Friedenau, Sponholzstraße 2.
214. TUCHEL, Dipl. Berging., Hannover, Podbielskistraße 31.
215. VENSKE, Prof. Dr., Potsdam, Met. Observatorium.
216. WÜST, Prof. Dr., Berlin, Georgenstraße 34–36.

Literaturverzeichnis

Abkürzungen, die bei den Quellenangaben benutzt worden sind

Abh. = Abhandlungen.	Ges. = Gesellschaft.	Publ. = Publikationen, Publications.
Ann. = Annalen, Annals, Annales.	Int. = International.	QuJ. = Quarterly Journal.
Arch. = Archiv.	Inst. = Institut, Institution.	Rend. = Rendiconto.
Astr. = Astronomie, Astronomy oder astronomisch, astronomical, astronomique.	Instr. = Instrument.	Res. = Research.
Ass. = Association.	Instrk. = Instrumentenkunde.	Rev. (Riv.) = Review, Revue (Rivista).
Beitr. = Beitrag, Beiträge.	J. = Journal.	Repr. = Reprint.
Ber. = Bericht, Berichte.	Jb. = Jahrbuch.	SA. = Sonderabdruck.
Bol. = Bollettino, Boletim.	Komm. = Kommission.	Sc. = Science(s).
Bull. = Bulletin.	Labor. = Laboratorium, Laboratory.	Scient. = Scientifical, Scientifique.
Coll. = College, Collegio.	Mag. = Magazin.	Soc. = Society, Société.
Comm. = Commission.	Magn. = Magnetismus.	Sternw. = Sternwarte.
Contr. = Contribution.	Med. = Mededeelingen, Meddelser.	Surv. = Survey.
Counc. = Council.	Mem. (Mém.) = Memoiren, Mémoires, Mémoires.	Techn. = Technik.
CR. = Comptes Rendus.	Met. = Meteorologie.	T. H. = Technische Hochschule.
Diss. = Dissertation.	Mitt. = Mitteilungen.	Trans. = Transactions.
Dt. = Deutsch.	Nachr. = Nachrichten.	Univ. = Universität.
Earthqu. = Earthquake.	Nat. = National.	Verh. = Verhandlungen.
Encykł. = Encyklopädie.	Not. = Notices.	Veröff. = Veröffentlichungen.
Erdk. = Erdkunde.	Obs. = Observatorium, Observatory, Observatorio.	Wiss. = Wissenschaften.
Geod. = Geodäsie, Geodesy, Géodésie oder die betr. Adjektive.	Observ. = Observations.	Yb. = Yearbook.
Geophys. = Geophysik, Geophysics, Géophysique oder die betr. Adjektive.	Oss. = Osservatorio.	Z. = Zeitschrift.
	Proc. = Proceedings.	Ztg. = Zeitung.

I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitdienst, Uhren

- Jelstrup, H. S.: Determinations of astronomical longitudes, latitudes and azimuths. Norges Geografiske Opmåling, Geodetiske Arbeider, Hefte 2. Oslo 1929. 4°. 63 S.
- Pirot, L.: Déviation de la verticale autour de la péninsule armoricaine. CR. 190, 109—111, Nr. 2, 1930.
- Pirot, L.: Détermination des positions astronomiques en vue de l'étude de la déviation de la verticale autour de la péninsule armoricaine. CR. 190, 421—422, Nr. 7, 1930.
- Tortorici, P.: Nuova determinazione della deviazione locale in latitudine e in longitudine all' Osservatorio Astronomico di Palermo. Rom Atti (6) 10, 432—437, fasc. 9, 1929.
- Turner, H. H.: Discontinuities in the variation of latitude at Greenwich, 1900—1927. London, R. Astr. Soc., Monthly Not., Geophys. Suppl. 2, 259—272, Nr. 5, 1930.
- Rune, G. A.: Zeitsignalaufnahme bei den Längenbestimmungen der schwedischen Landesaufnahme. Astr. Nachr. 237, 385—394, Nr. 5687, 1930.

- Schumann, R.: Ist es ratsam, ausschließlich Zenitsterne zu Zeit- und Längenbestimmungen zu benutzen? Gerlands Beitr. **24**, 384—385, Heft 4, 1929.
- Bock, H.: Die Riefleruhr mit Schwerkrafthemmung. Z. f. Instrk. **50**, 109—117, Heft 1, 1930.
- Ferrié, G.: L'enregistrement des oscillations d'un pendule sans liaisons matérielles. London, R. Astr. Soc. Monthly Not. **89**, 713—718, Nr. 9, 1929.
- Haag, J.: Théorie générale de la synchronisation. CR. **189**, 1244—1246, Nr. 27, 1929.
- Haag, J.: Théorie des groupilles de raquette. CR. **190**, 576—578, Nr. 9, 1930.
- Hope-Jones, F.: Registering the oscillations of a pendulum without touching it. J. scient. instr. **6**, 394—396, Nr. 12, 1929.
- Jackson, J. and Bowyer, W.: The Shortt clocks at the Royal Observatory, Greenwich, with special reference to the effect of the variation of arc. London, R. Astr. Soc. Monthly Not. **90**, 268—278, Nr. 3, 1930.

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie

- Hopfner, F.: Zur Größe der Geoidundulationen und ihrer Berechnung aus Lotablenkungen. Gerlands Beitr. **25**, 155—162, Heft 2, 1930.
- Hopfner, F.: Zur Frage nach der Erdgestalt und Reduktion der Schwerkraftmessungen. Astr. Nachr. **237**, 271—272, Nr. 5679, 1930.
- Hopfner, F.: Zur Bestimmung der Erdgestalt nach isostatischen Gesichtspunkten. Gerlands Beitr. **25**, 81—84, Heft 1, 1930.
- Passarge, H.: Die Abplattung der Erde. Gerlands Beitr. **25**, 175—177, Heft 2, 1930.
- Torroja, J. M.: Enlace geodésico de las Islas Canarias con el continente africano por Cabo Juby. Madrid Rev. **24**, 446—447, 1929.
- Torroja, J. M.: Enlace geodésico de dos cadenas de triángulos de primer orden de España y Francia, respectivamente, en Marruecos. Madrid Rev. **24**, 443—445, 1929.
- Kober, L.: Die Verteilung der Massen an der Erdoberfläche. Gerlands Beitr. **25**, 163—174, Heft 2, 1930.
- Ansel, E. A.: Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen. Gerlands Beitr. **25**, 36—52, Heft 1, 1930.
- Gischitzky, A.: Bestimmung der Schwerkraft längs der Nord-Dwina und ihren Nebenflüssen 1928. Leningrad, Inst. Astr., Bull. Nr. 23, 1929. Russisch; deutscher Auszug.
- Heiskanen, W.: Die Undulationen des Geoids und die Schwereanomalien. Gerlands Beitr. **25**, 148—154, Heft 2, 1930.
- Hopfner, F.: Grundsätzliche Fragen bei der Berechnung der Schwerkraft. Gerlands Beitr. **25**, 85—94, Heft 1, 1930.
- Hopfner, F.: Bemerkung zu dem Aufsatz des Herrn W. D. Lambert: „Bruns' term and the mathematical expression for the gravity anomaly“. (Gerlands Beitr. **24**, 378—379, Heft 4, 1929.)
- Lambert, W. D.: Bruns' term and the mathematical expression for the gravity anomaly. Gerlands Beitr. **24**, 371—377, 380, Heft 4, 1929.
- Meisser, O.: Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schweremessungen. Z. f. Geophys. **6**, 1—21, Heft 1, 1930.

- Numerov, B.: Resultate der Schweremessungen in der Gegend von Grosny 1928. Leningrad, Inst. Astr., Bull. Nr. 23, 1929. (Russ.; deutsch. Auszug.)
- Schütte, K.: Karte der Schwereabweichungen von Süddeutschland (enthaltend das Gebiet zwischen $46^{\circ}51'$ und 51° Breite, sowie 6° und 14° östlicher Länge). Veröff. d. Bayer. Komm. f. d. Intern. Erdmessung. München 1930. 4^o. 21 S.
- Schwinner, R.: Über den Horizontalabstand von Pendelstationen. Z. f. Geophys. 6, 111—114, Heft 2, 1930.
- Swick, C. H.: Recent progress in gravity determinations at sea. Geogr. Rev. 20, 278—282, Nr. 2, 1930.
- Tsuboi, Ch.: Observation on the time variation of the second space derivates of the gravitational potential. (Part 1.) Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 7 (3), 457—467, 1929.
- Hopfner, F.: Zur Dreiachsigkeit der Erdfigur und Begründung der Lehre von der Isostasie. Phys. Z. 31, 289—296, Nr. 7, 1930.
- Prey, A.: Bemerkung zu Heiskanens Aufsatz über „Die isostatische Reduktion und die Erddimensionen“. Astr. Nachr. 237, 271—272, Nr. 5679, 1930.

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie

- Holmes, A.: Origin and physical constitution of the Earth. Geogr. J. 74, 584—588, Nr. 6, 1929. (Ref. von Jeffreys, The Earth. 2nd ed.)
- Inglaña, V.: El interior de la terra. Ibérica 1929, Nr. 789, 8 S.

II. Veränderung und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung

- v. Bubnoff, S.: Grundprobleme der Geologie Europas. VII. Naturwiss. 18, 78—83, Heft 4, 1930.
- Heritsch, F.: The nappe theory in the Alps (Alpine tectonics, 1905—1928). Translated by P. G. H. Roswell, London, Methuen & Co., 1929. (Methuen's Geological Series.) 8^o. XXX, 238 S.
- Imamura, A.: On the active faults in the Kyoto-Osaka district. Tokyo Proc. 5, 463—464, Nr. 10, 1929.
- Quiring, H.: Zur Tektonik des Kärntner Erzberges. Z. f. prakt. Geol. 37, 177—185, Heft 10; 202—205, Heft 11, 1929.
- Renngarten, W. P.: Die tektonische Charakteristik der Faltungsgebiete des Kaukasus. Geol. Rundschau 20, 393—434, Heft 6, 1929.
- Teichmüller, R.: Zur Frage des Alters der tektonischen Bewegungen in den südlichen Kalkalpen (westlich des Tagliamento). Z. d. Deutsch. Geol. Ges. 81, 381—410, Heft 8, 1929.
- Wilser, J. L.: Heutige Bewegungen der Erdkruste, erkennbar an Ingenieurbauten im Oberrheintalgebiet. Stuttgart (Schweizerbarth) 1929. 36 S. 1 Taf.
- Yabe, H.: Larger geotectonic of the island arc of Japan proper. Tokyo Proc. 5, 465—468. Nr. 10, 1929.
- Arsandaux, H.: Sur l'éruption actuelle de la montagne Pelée. CR. 190, 761—763, Nr. 12, 1930.

Friedländer, J.: Vulkanische Ereignisse. Die Tätigkeit des Vesuvs in der zweiten Hälfte des Jahres 1928. *Z. f. Vulkanologie* **12**, 47—52, 1929.

Friedländer, J.: Vulkanische Ereignisse. Der Ätnaausbruch 1928. *Z. f. Vulkanologie* **12**, 33—46, 1929.

Stephan, P.: Zur Mechanik der Kontinentverschiebungen. *Phys. Z.* **31**, 385—391, Nr. 8, 1930.

Yabe, H.: Geological age of the latest continental stage of the Japanese islands. *Tokyo Proc.* **5**, 430—433, Nr. 9, 1929.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik

Bowie, W.: Crustal changes due to Moon's formations. *Gerlands Beitr.* **25**, 137—144, Heft 2, 1930.

Dobbie, J. C.: The ranges and phase-displacements of the Earth and ocean tides. A new investigation based on an experiment by A. A. Michelson and H. G. Galle. London, R. Astr. Soc., *Monthly Not.*, *Geoph. Suppl.* **2**, 233—259, Nr. 5, 1930.

Fujiwhara, S. and Takayama, T.: On the possibility of finding stresses acting on and displacements of the eartherust from its surface form. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 523—530, 1929. Japanisch; engl. Auszug.

Muto, K. and Atumi, K.: An investigation into the results of the new and old measurements of the levelling net in the Kwanto district. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 495—522, 1929. Japanisch; engl. Auszug.

Oldham, R. D.: Earth movements in the Delta of the Rhone. *Nature* **125**, 601—604, Nr. 3155, 1930.

Tada, F.: Recent deformation of the Shimagahara land block in Prov. Iga as determined by tracing the vertical change of river courses. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 531—555, 1929. Japanisch; engl. Auszug.

Terada, T.: On the relation between the divergence of horizontal displacements of trigonometrical points and the vertical displacements of the Earth crust. *Tokyo Proc.* **6**, 53—55, Nr. 2, 1930.

Terada, T. and Miyabe, N.: Crustal disturbance in Kwanto districts. *Tokyo Proc.* **6**, 49—52, Nr. 2, 1930.

Yamaguti, S.: Abnormal Rise of sea level in the Japan sea coast, on Jan. 2, 1929. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 555—569, 1929. Japanisch; engl. Auszug.

Baillaud, R.: Séismes et coups de toit. *CR.* **190**, 508—510, Nr. 8, 1930.

Conrad, V.: Existiert eine dritteltägige Häufigkeitsschwankung der Erdbeben. *Gerlands Beitr.* **24**, 81—82, Heft 2/3, 1929.

Conrad, V.: Einsätze in Fernbebendiagrammen. *Gerlands Beitr.* **24**, 353—362, Heft 4, 1929.

Ferrar, H. T.: The Murchison (New Zealand) earthquake, 17th June, 1929. *The Geol. Mag.* **67**, 132—134, Nr. 789, 1930.

Gherzi, E.: Microseisms associated with storms. *Gerlands Beitr.* **25**, 145—147, Heft 2, 1930.

Gregory, J. W.: The earthquake South of Newfoundland and submarine canyons. *Nature* **124**, 945—946, Nr. 3138, 1929.

- Gutenberg, B.: Nochmals: Zur Frage der Laufzeitkurven. *Z. f. Geoph.* **6**, 57—59, 62—64, Heft 1, 1930.
- Gutenberg, B.: Registrierungen mit zwei Galitzinpendeln verschiedener Periode. *Gerlands Beitr.* **25**, 74—80, Heft 1, 1930.
- Harding, C. R.: Location and design of Southern Pacific Company's Suisun Bay Bridge as affected by consideration of earthquakes. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 162—166, Nr. 3, 1929.
- Hasegawa, M.: Die Wirkung der obersten Erdschicht auf die Anfangsbewegung einer Erdbebenwelle. *Z. f. Geoph.* **6**, 78—98, Heft 2, 1930.
- Heck, N. H.: Earthquake investigation in the United States. Washington, U. S. Coast and Geodetic Survey 1929. 8° . 21 S.
- Hodgson, E. A.: The Earth beneath in the light of modern seismology. *The Journ. of the R. Astr. Society of Canada* **24**, 65—81, Nr. 2, 1930.
- Imamura, A. and Kodaira, T.: On the pre-seismic earth-tilting and mechanism of occurrence of the Kii earthquake of July 4, 1929. *Tokyo Proc.* **5**, 460—462, Nr. 10, 1929.
- Imamura, A.: Topographical changes accompanying earthquakes or volcanic eruptions. *Publ. of the Earthqu. Investigation Comm. in foreign languages* No. 25. Tokyo 1930. 143 S.
- Imamura, A., Kishinouye, F. and Kodaira, T.: The effect of superficial sedimentary layers upon the transmission of seismic waves. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 471—487, 1929. Japanisch; engl. Auszug.
- Imamura, A.: On the earth-vibrations induced in some localities at the arrival of seismic waves. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 489—494, 1929. Japanisch; engl. Auszug.
- Inglaada, V.: Contribución al estudio del sismo pirenaico (Canal de Berdun) de 10 de julio de 1923. Cálculo de sus coordenadas focales y de la hora de la sacudida principal en el foco y en el epicentro. *Madrid Rev.* **24**, 448—501, 1929.
- Inouye, W. and Sugiyama, T.: On pre-seismic earth-tiltings observed at Mt. Tukuba. *Tokyo Proc.* **5**, 457—459, Nr. 10, 1929.
- Isii, E.: Comparison of the results of the third and fourth precise levelling in the region disturbed by the Tango earthquake. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 587—588, 1929.
- Krumbach, G.: Erwiderung zur vorstehenden Arbeit von Herrn Prof. Gutenberg (Nochmals: Zur Frage der Laufzeitkurven). *Z. f. Geoph.* **6**, 60—62, Heft 1, 1930.
- Macelwane, I. B.: Some seismographic problems and our present knowledge. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 135—142, Nr. 3, 1929.
- Meeting for the discussion of geophysical subjects, London 1930 January 31: „Seismic methods in surveying“. *The Observatory* **53**, 73—77, Nr. 670, 1930.
- Morris, S. B. and Pearce, C. E.: Design of gravity dam in San Gabriel Canyon to resist earthquakes. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 143—155, Nr. 3, 1929.
- Neville, E. H.: The seismic method in geophysics. *Mining Mag.* **41**, 305—307, Nr. 5, 1929.
- Oddone, E.: A quali profondità sono attivi gli ipocentri dei terremoti laziali ed a quali cause devonsi attribuire quei sismi. *Rom Atti* **11**, 74—79, fasc. 1, 1930.
- Rodés, L.: Périodes diurne et annuelle dans la distribution de 1944 tremblements de terre enregistrés par un même sismographe. *CR.* **190**, 422—424, Nr. 7, 1930.

- Scrase, F. J.: The thermal and elastic properties of Elinvar: a study of an elivar spring in the Galitzin vertical seismograph at Kew Observatory. *J. scient. instr.* **6**, 385—392, Nr. 12, 1929.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: The displacement independent of the dilatation and the rotation in a solid body. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 390—416, 1929.
- Sezawa, K.: Generation of Rayleigh-waves from a sheet of internal sources. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3) 417—434, 1929.
- Sezawa, K.: Propagation of Love-waves on a spherical surface and allied problems. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 437—454, 1929.
- Spitaler, R.: Über die Auslösung von Erdbeben durch die Achsenschwankungen der Erde. *Gerlands Beitr.* **25**, 118—129, Heft 1, 1930.
- Suyehiro, K.: On the nature of earthquakes studied by means of the seismic wave analyser. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (3), 467—470, 1929.
- Tsuboi, Ch.: A characteristic mode of displacements of triangulation points in the Tango district after the Tango earthquake of 1927. *Tokyo Proc.* **6**, 56—58, Nr. 2, 1930.
- Visser, S. W.: On the evidence of very deep earthquake-foci near West-Java. *SA. Proc. IV. Pac. Sc. Congress. Bandoeng, May 1929.* 2 S.

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht

1. Das innere Magnetfeld

- Chevallier, R.: Aimantation permanente de laves d'Islande et de Jan Mayen. *CR.* **190**, 686, Nr. 11, 1930.
- Eblé, L. et Itié, J.: Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux (Seine et Oise) au 1er janvier 1930. *CR.* **190**, 760, Nr. 12, 1930.
- Errulat, F.: Profilaufnahmen an einer erdmagnetischen Störung in Ostpreußen. *Gerlands Beitr.* **25**, 53—58, Nr. 1, 1930.
- Kegel, W.: Über erdmagnetische Untersuchungen im Lahn-Dill-Gebiet. *Sitzungsber. d. Preuß. Geolog. Landesanstalt* 1929, Heft 4, S. 59—65.

2. Das äußere Magnetfeld

- Bartels, J. (Ref.): Ströme solarer Teilchen. *Naturw.* **18**, 92—95. Nr. 4, 1930.
- Fanselau, G.: Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Lamba. *Z. f. Geoph.* **6**, 65—69, Nr. 2, 1930.
- Koenigsberger: Über tägliche erdmagnetische Variationen in zwei Alpentälern. *Z. f. Geoph.* **6**, 74—78, Nr. 2, 1930.
- Recent magnetic disturbances. *Nature* **125**, 613, Nr. 3155, 1930.
- Watson, R. A.: Disturbet and quiet day variations of magnetic force 1916—1926. Royal Alfred Observatory Publ. Nr. 8. Port Louis 1930.

3. Polarlicht

- Deslandres, H.: Sur une cause nouvelle qui intervient pour augmenter ou modifier l'intensité des raies et des bandes dans les spectres d'atomes et des molécules. *CR.* **190**, 886, Nr. 14, 1930.

- Stoermer, C.: Spectrum of the sunlit auroral rays. *Nature* **125**, 305, 1930.
Rubinowicz: Zum Zeeman-Effekt der grünen Nordlichtlinie. *Naturw.* **18**, 227, Nr. 10,
1930.
Vegard, L.: Die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen. *Z. f. Geoph.* **6**, 42—56, Nr. 1,
1930.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung

- Danzères, C.: Sur la formation des charges électriques dans les nuages. *CR.* **189**,
1092, Nr. 24, 1929.
Kähler, K.: Über die Verteilung der Elektrizitätsträger in der Atmosphäre. *Met. Z.* **47**,
57—67, Nr. 2, 1930.
Mathias, E.: Contribution à la l'étude de la matière fulminante. Les globes excavateurs.
CR. **189**, 1049, Nr. 24, 1929.
Meissner, A.: Über Kugelblitze. *Met. Z.* **47**, 17—20, Nr. 1, 1930.
Nodon, A.: Effet d'ionisation par l'action solaire. *CR.* **190**, 882, Nr. 14, 1930.
Prochnow, O.: Zur Blitzforschung. *Phys. Z.* **31**, 335—338, Nr. 7, 1930.

- Corlin, A.: Messungen der Höhenstrahlungsintensität zwischen 55 und 70° nördlicher
geographischer Breite. *Arkiv för Matematik, Astr. och Fysik* **22B**, Nr. 2, 6 S.
Hess, V. F. und Reitz, A.: Zur Kapazitätsbestimmung von Strahlungsapparaten.
Phys. Z. **31**, 284—288, Nr. 6, 1930.

- Kohlörster, W.: Bestimmung der Konstanten, insbesondere der Kapazität von
Strahlungsapparaten. *Phys. Z.* **31**, 280—284, Nr. 6, 1930.

- Lindholm, F.: Enregistrement de l'ultrarayonnement cosmique à Muottas-Muraigl.
Arch. des sciences phys. et nat. **5**, Vol. 11. Genève 1929.

- Lindholm, F.: Registrierbeobachtungen der kosmischen Höhenstrahlung auf Muottas-
Muraigl. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Davos 1929, II. Teil, S. 125—126.

- Millikan, R. A.: Bemerkungen zur Geschichte der kosmischen Strahlung. *Phys. Z.* **31**,
241—247, Nr. 6, 1930.

5. Radioaktivität

- Běhounek, F.: Ein Beitrag zu den Versuchen über die Beeinflussung des radioaktiven
Zerfalls. *Phys. Z.* **31**, 215—224, Nr. 5, 1930.

- Fabry, Ch. et Dubreuil, E.: Sur une prétendue transformation du plomb par
l'effet du rayonnement solaire. *CR.* **190**, 91, Nr. 2, 1930.

- Lepape, A. et Geslin, M.: Sur la radioactivité acquise par les matériaux exposés
à l'action des agents atmosphériques. *CR.* **190**, 676, Nr. 11, 1930.

- Surits, A. et Macgillavry, C. H.: Remarques sur la note de Mlle Maracineau.
CR. **190**, 635, Nr. 10, 1930.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre

- Bureau, R.: Sur la variation diurne des parasites atmosphériques: moyennes men-
suelles, variation annuelle, influences météorologiques. *CR.* **189**, 1293, Nr. 27,
1929.

- Fuchs, J.: Die Sende- und Empfangsverhältnisse im Hochgebirge mit besonderer
Berücksichtigung der atmosphärischen Störungen. *Z. f. Hochfrequenztechnik* **34**,
96—101, Nr. 3, 1929.

- Gouban, G.: Eine Methode zur Untersuchung von Echos bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre. Phys. Z. **31**, 333—334, Nr. 7, 1930.
Störmer, C.: Sur l'absence d'échos retardés pendant la totalité de l'éclipse du 9 mai en Indo-Chine. CR. **190**, 106, Nr. 2, 1930.

IV. Physik des Meeres

1. Instrumente und Methoden der Forschung

- Atkins, W. R. G. and Poole, H. H.: The photo-chemical and photo-electric measurement of submarine illumination. J. of Marine Biological Ass. of the Un. Kingdom, New Series **16**, 2, Plymouth 1930.
Buch, K.: On the determination of p_H in seawater at different temperatures. J. du Conseil **4**, 3, Copenhagen 1929.
Lumby, J. R.: A surface sampler for temperature observations. J. du Conseil **4**, 3, Copenhagen 1929.
Maurer, H.: Le sondage par echo. Rev. Hydr. **1929**, 2, S. 23.
Milost, Pietro de: Modificazioni tecniche al processe clorometrico di Knudsen nell'analisi delle acque saline e salmastre. R. Com. tal. ital. Memoria **41**, Venezia 1929.
Neill, R. G.: Apparatus for rapid electrometric titration. J. of Marine Biol. Ass. of the Un. Kingdom, New Series **16**, 2, Plymouth 1930.
Sondeur thermoélectrique du commandant Laboureur S. J. E. R. Hydr. Rev. **1929**, 2, S. 181.

2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen

- Discovery Reports, I: Station List 1925—1927. S. Kemp, A. C. Hardy and N. A. Mackintosh, Discovery investigations, objects, equipment, methods; L. Harrison Matthews, The natural history of the elephant seal; N. A. Mackintosh, J. F. G. Wheeler, Southern blue and fin whales; L. Harrison Matthews, The birds of South Georgia; H. A. Baylis, Parasitic Nematoda t. Acanthocephala collected in 1925—1927. Cambridge 1930.
Leny, Fr.: Der internationale Kongreß für Ozeanographie, maritime Hydrographie und kontinentale Hydrologie in Sevilla vom 1. bis 7. Mai 1929. Arch. f. Hydrobiologie **21**, 1, Stuttgart 1930.
van Riel: De Snellius Expeditie. Tijdschrift vor het Kon. Ned. Aardrijksk. Genootschap **1930**, Leiden, Heft 1.

3. Quellenmaterial, Literaturberichte

- Hydrographisches Amt. Gezeitentafeln für den Stillen Ozean für 1930. Leningrad 1929.
Breitfuss, Leonid: Die Erforschung des Nordpolargebietes in den Jahren 1913—1928. Geogr. Jb. **44**, Gotha 1930.
Dérugin, C.: Explorations hydrologiques japonaises dans les mers japonaise et d'Okhotsk (russ.). Zapiski über Hydrographie **59**. Leningrad 1930.
Getijtafel vor het Westjet Soerabaja (Djamoean-Rif) voor het Jaar 1931. Weltevreden 1929.
Granquist, Gunnar: Regelmäßige Beobachtungen von Temperatur und Salzgehalt des Meeres im Jahre 1927. Havsforskningsinstitutts Skrift Nr. **58**. Helsinki 1929.

- Hidaka, Koji: Tidal harmonic constants at several ports in Japan. Memoirs of the Imp. Mar. Obs., Kobe 1929.
- Magrini, Giovanni: Essai d'une bibliographie générale des sciences de la mer, Année 1928, 1^{er} Livraison, Venezia 1929.
- Magrini, Giovanni: La Bibliographie générale des sciences de la mer. Venezia 1929.
- Palmén, E.: Beobachtungen von Strom und Wind an den Leuchtschiffen in den Jahren 1926 und 1927. Havsforskningsinstitutts Skrift Nr. 59. Helsinki 1929.
- The mean atmospheric pressure, cloudiness and sea surface temperature of the North Pacific Ocean and neighbouring seas for the lustrum 1921—1925 for the year 1928. The Imperial Marine Observatory, Kobe 1929.
- Rapport Atlantique 1928. Rapports et Procès Verbaux des Réunions, **42**. Copenhagen 1929.
- Schmidt, Johs.: Introduction to the oceanographical Reports including List of the Station and hydrogr. observations. The Danish „Dana“ Expeditions 1920—1928, Nr. 1. Copenhagen 1929.
- Tidal Observations **5**, 2. Imp. Mar. Obs. Kobe 1929.
- Tide Tables for the Pacific Coast of Canada for the Year 1930, Ottawa 1929.
- Tide Tables for the Eastern Coasts of Canada for the Year 1930, Ottawa 1929.
- Tide Tables for the Arctic and White Sea for the Year 1930, Leningrad 1929.

4. Bearbeitung von Beobachtungen

- Arnold-Alabieff, W.: Das Tellereis. Verh. d. Int. Ver. f. theor. u. angew. Limnologie **4**, Roma 1929.
- Arnold-Alabieff, W.: The Results of the five years ice and hydrological investigations on russian icebreakers in the Gulf of Finland 1922—27. Leningrad 1929.
- Atkins, W. R. G.: Seasonal changes in the nitrite content of sea-water. J. of Marine Biological Ass. of the Un. Kingdom, New Series **16**, 2. Plymouth 1930.
- Carruthers, J. N.: The water movements on the southern North Sea. Fishery Investigations, Ser. II, **11**, Nr. 6, 1929.
- Current Chart of the North Eastern North Pacific Ocean March-May. Pilot Chart of the Pacific Ocean, Nr. 1401, 1930.
- Currents experienced in the Atlantic Ocean. Pilot Chart of the Central American Waters, Nr. 3500, 1930.
- Fontaine, Maurice: Sur des variations de salinité observées au Croisic. Conséquences biologiques et économiques. Bull. de l'inst. océanogr. Nr. 547, 1929.
- Luymes, J. L. H.: La compensation des levés hydrographiques des Moluques. Rev. hydr. **1929**, 2, S. 71.
- Oellrich, H.: Die Eisverhältnisse des Winters 1928/29 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. Ann. d. Hydr. **57**, 398, Heft 12, 1929.
- Romagna-Manoia, G.: Compte Rendu des recherches scientifique effectuées par le navire de la marine royale italienne „Citta de Milano“ au Spitzberg. pendant l'expédition arctique de 1928. Hydr. Rev. **1929**, 2, S. 87.
- Reid, D. M.: Salinity interchange between seawater in sand and overflowing freshwater at low tide. J. of Marine Biol. Ass. of the Un. Kingdom, New Series **16**, Nr. 2. Plymouth 1930.
- Doubtful Shoals and Dangers North and South Atlantic Ocean. Pilot Chart of the South Atlantic Ocean, Nr. 2600, 1930.

- Doubtful Shoals and Dangers North and South Pacific-Oceans. Pilot Chart of the North Pacific, April 1930.
- Shelford, V. E.: The penetration of light into Puget Sound Waters as measured with gas filled photoelectric cells and ray filters. Public. Puget Sound Biolog. Stat. **6**, 1928.
- Slaucitajs, L.: Spaltenbildung in der Eisdecke und Eisschichtungen an der Küste des Rigaischen Meerbusens im Winter 1928/29. Ann. d. Hydr. **57**, 411, Heft 12, 1929.
- Thompson, Thomas G., Miller, Robert C., Hitchings, George H. and Seldon, Todd, P.: Studies of the sea water near the Puget Sound biolog. station during the summer of 1927. Public. Puget Sound Biol. Stat. **7**, 1929.
- Wendling, P.: Die Eisverhältnisse auf der Unterelbe unter besonderer Berücksichtigung des Winters 1928/29. Ann. d. Hydr. **57**, 405, Heft 12, 1929.
- Williams, Marvin: Horizontal and upward intensity of light in Puget Sound Waters. Public. Puget Sound Biol. Stat. **7**, 1929.
- Wüst, G.: Der Golfstrom. Z. d. Ges. f. Erdkd. Berlin **1930**. Heft 1/2.

5. Systematische und theoretische Untersuchungen

- Defant, A.: Die vertikale Verteilung von Temperatur und Salzgehalt im Weltmeere. Z. d. Ges. f. Erdkd. Berlin **1930**, Heft 1/2.
- Defant, A.: Theorie der Meeresströmungen und die ozeanische Zirkulation. Geografiska Annaler Stockholm **1929**, Heft 3.
- Doodson, A. T.: The analysis and prediction of tidal currents from observations of times of slack water. Proc. Royal Society (A) **126**, 1928.
- Grace, S. F.: Internal friction in certain tidal currents. Proc. Royal Society (A) **124**, 1926.
- Niblack, A. P.: Les futures, applications de la science à l'hydrographie et à la navigation. Rev. hydr. **1929**, 2, S. 15.
- Proudman, J.: The determination of earth-tides by means of water tides in narrow seas. Cons. intern. de recherches Bull. II.
- Proudman, J.: The effects on the sea of changes in atmospheric pressure. The forced tides in an ocean boundet by a complete meridian in a non-rotation-earth. Monthly Notices of R. A. S., Geoph. Suppl. Oct. 1929.
- Proudman, J.: On a general expansion in the theory of the tides. Proc. London Math. Soc. Ser. 2, **29**, 7.
- Proudman, J.: Note on forced tides in a lake Note on the distribution of tides in a basin possession a line of symmetry. On the curvature of cotidal lines across a channel. Monthly Notices of R. A. S. Geophysical Suppl. 1929.
- Zoubor, N.: Calcul des éléments des courants de la mer d'après les données des sections hydrologiques. Zapiski über Hydrographie **58**. Leningrad 1929.

V. Physik der Atmosphäre

1. Statik und Dynamik

- Becker, R.: Zur Theorie der Kältevorstöße und -rückzüge. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 169—172, Nr. 2, 1930.
- Björkdal: Die mittlere Bewegung einer Luftsicht bei normaler Windverteilung. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 235—240, Nr. 3, 1930.
- Brückmann, W.: Beispiele der Gestalt des Stromfeldes der Luft in der Schweiz. Ann. d. Schweiz. Met. Zentralanstalt 1928, 5 S. Zürich 1929.
- Büdel, A.: Aerologische Zugspitzbahnstudien. Met. Z. **46**, 481—482, Nr. 12, 1929.

- Büdel, A.: Aerologische Zugspitzbahnaufstiege. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 163—168, Nr. 2, 1930.
- Geiger, R.: Über selbständige und unselbständige Mikroklimate. Met. Z. **46**, 539—544, Nr. 12, 1929.
- Debabant, G.: Contribution mathématique à l'analyse du champ de pression. CR. **189**, 1091, Nr. 24, 1929.
- Egedal, J.: The tides in the upper atmosphere and the heights of meteors. Nature **124**, 913, Nr. 3137, 1929; **125**, 202, Nr. 3145, 1930.
- Ekhart, E.: Untersuchung der jährlichen Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation. Met. Z. **47**, 70—74, Nr. 2, 1930.
- Ertel, H.: Zur Dynamik der atmosphärischen Druckschwankungen. Gerlands Beitr. **25**, 59—73, Nr. 1, 1930.
- Herrmann, T.: Untersuchung an gazebespannten Windpendeln. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 241—251, Nr. 3, 1930.
- Lange, K. O.: Die aerologischen Verhältnisse in Cumulus- und Cumulo-Nimbus-Wolken. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 131—137, Nr. 2, 1930.
- Mische, W.: Zur Berechnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Kältewellen. Met. Z. **47**, 22—24, Nr. 1, 1930.
- Moltchanoff, P.: Die Struktur der Böen in der freien Atmosphäre. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 152—155, Nr. 2, 1930.
- Peppler, W.: Schema eines Föhnausbruchs aus dem Rheintal. Z. f. angew. Met. **47**, 78—84, Nr. 3, 1930.
- Peppler, W.: Aerologische Studie über die Lenticulariswolke. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 91—104, Nr. 2, 1930.
- Roy, S. C. and Roy, A. K.: Structure and movement of cyclones in the Indian seas. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 224—234, Nr. 3, 1930.
- Schmidt, W.: Kleinklimatische Aufnahmen durch Temperaturfahrten. Met. Z. **47**, 92—107, Nr. 3, 1930.
- Schmidt, W.: Strömungsforschung in freier Luft. Met. Z. **46**, 495—504, Nr. 12, 1929.
- Stoecker, E.: Zur Einführung der Entropie in die Behandlung der atmosphärischen Thermodynamik. Met. Z. **47**, 11—14, Nr. 1, 1930.
- Toperczer, M.: Strömungsverhältnisse in Antizyklonen auf Grund des aerologischen Materials von Europa. Met. Z. **46**, 482, Nr. 12, 1929.
- Wagner, A.: Neuere Untersuchungen über die Schwankungen der allgemeinen Zirkulation. Met. Z. **46**, 483—495, Nr. 12, 1929.
- Wigand, A.: Zur Vorgeschichte der Kolloid-Meteorologie. Naturw. **18**, 265, Nr. 12, 1930.
- Wigand, A. (Ref.): Elektrokolloidale Eigenschaften der Atmosphäre. Met. Z. **46**, 474—476, Nr. 12, 1929.
- Wigand, A.: Das atmosphärische Aerosol. Naturw. **18**, 31—33, Nr. 2, 1930.
- Wigand, A. und Frankenberger, E.: Über Beständigkeit und Koagulation von Nebeln und Wolken. Phys. Z. **31**, 204—215, Nr. 5, 1930.

2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante

- Abbot, C. G. and Freeman, H. B.: Absorption lines of the infra-red solar spectrum. Smithson. Misc. Coll. **82**, Nr. 1.
- Albrecht, F.: Über den Zusammenhang zwischen täglichem Temperaturgang und Strahlungshaushalt. Met. Z. **46**, 520, Nr. 12, 1929.
- Albrecht, F.: Über den Zusammenhang zwischen täglichem Temperaturgang und Strahlungshaushalt. Gerlands Beitr. **25**, 1—35, Nr. 1, 1930.

- Alt, E. (Ref.): Der Stand des meteorologischen Strahlungsproblems. Met. Z. **46**, 504—520, Nr. 12, 1929.
- Atkins, W. R. G. and Poole, H. H.: The photo-electric recording of daylight. Nature **125**, 305, Nr. 3148, 1930.
- Bäcklin, E. und Kellström, G.: Die Ångströmsche Pyrheliometerskala. Met. Z. **47**, 52—57, Nr. 2, 1930.
- Borema, J. C. und Vrij, M. P.: Die ultraviolette Sonnenstrahlung in tropischen Gegenden (Ref.). Naturw. **18**, 22, Nr. 1, 1930.
- Büttner, K.: Strahlungsversuche im Flugzeug. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 156—162, Nr. 2, 1930.
- Büttner, K.: Der Einfluß des Großstadtdunstes auf die Sonnen- und Himmelsstrahlung. Met. Z. **46**, 521—525, Nr. 12, 1929.
- Büttner, K.: Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung im Flugzeug. Met. Z. **46**, 525—527, Nr. 12, 1929.
- Buisson, H., Jausseran, G. et Rouard, P.: Sur la transparence de la basse atmosphère. CR. **190**, 808, Nr. 13, 1930.
- Currie, B. W. and Whipple, F. J. W.: Atmospheric light columns from artificial lights. Nature **125**, 526, Nr. 3153, 1930.
- Dorno, C.: Die ultraviolette Sonnen- und Himmelsstrahlung in tropischen Gegenden. Naturw. **18**, 249—252, Nr. 12, 1930.
- Duckert, P. (Ref.): Zum Ozongehalt der freien Atmosphäre. Met. Z. **46**, 463—466, Nr. 12, 1929.
- Götz, F. W. P.: Ozon und Höhensonnen. Z. f. angew. Met. **47**, 65—77, Nr. 3, 1930.
- Götz, F. W. P.: Die Ozonschicht der hohen Atmosphäre. Met. Z. **46**, 466—474, Nr. 12, 1929.
- Kastrow, W.: Über die Abhängigkeit der atmosphärischen Trübung von der Größe der Wasserdampfpartikeln. Met. Z. **47**, 69—70, Nr. 2, 1930.
- Koschmieder, H.: Luftlicht und Himmelshelligkeit. Met. Z. **46**, 534, Nr. 12, 1929.
- Lauscher, F.: Über den Trübungsfaktor. Met. Z. **47**, 1—11, Nr. 1, 1930.
- Lindholm, F.: Sur la répartition spectrale de l'insolation aux différentes latitudes en Europe. I. Conférence int. de la Lumière, Lausanne 1928. „L'espansion scientifique française.“ Paris 1929.
- Link et Hugon: Mesures directes de l'absorption atmosphérique. CR. **190**, 810, Nr. 13, 1930.
- Lipp, H.: Beobachtungen des grünen Strahles auf der Zugspitze. Met. Z. **47**, 113—115, Nr. 3, 1930.
- Lossnitzer, H.: Die Strahlungsverhältnisse des ersten Halbjahres 1929 in St. Blasien. Z. f. angew. Met. **47**, 18—28, Nr. 1, 1930.
- Meinander, R.: Über die nächtliche Wärmeausstrahlung in Helsingfors. Mitt. d. Met. Inst. d. Univ. Helsingfors Nr. 6, 21 S.
- Mörikofer, W.: Probleme der meteorologischen Strahlungsforschung. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Davos 1929, II. Teil, S. 36—56.
- Mörikofer, W. und Lindholm, F.: Strahlungsmessungen in Gällivare bei der Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Davos 1929, II. Teil, S. 131—133.
- Mossidze, S.: Der jährliche Gang der Durchsichtigkeit der Atmosphäre von Tiflis nach aktinometrischen Beobachtungen der Jahre 1914 und 1915. Met. Z. **47**, 30—31, Nr. 1, 1930.
- Peppler, A.: Die Gesamtstrahlung von Sonne und Himmel in Karlsruhe. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 180—198, Nr. 2, 1930.
- Schmidt, K.: Dreijährige Meßreihen der Himmelsstrahlung in Karlsruhe. Met. Z. **46**, 527—531, Nr. 12, 1929.

- Stenz, E.: Mesures spectrophotométriques de la transmissibilité du filtre rouge. „Kosmos“ **54**, Fasc. I—II, 348—353, 1929 (polnisch). Lemberg 1929.
- Stenz, E.: Sur les recherches de la radiation solaire dans les océans. Revue polonaise de géographie **9**, 1929, 12 S. Warschau 1929.
- Teegan, J. A. C. and Rendall, G. R.: Integration of sunlight in the tropics. Nature **125**, 447, Nr. 3151, 1930.
- Wassiliew, K. N.: Zur praktischen Pyranometrie. Gerlands Beitr. **25**, 230—234, Nr. 2, 1930.

3. Akustik

- Duckert, P.: Das Studium der Explosionswellenausbreitung als aerologisches Hilfsmittel zur Erforschung der höheren Atmosphärenschichten. Met. Z. **46**, 455—461, Nr. 12, 1929.
- Hergesell, H. und Duckert, P.: Die Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland vom 1. Oktober 1926 bis zum 31. März 1929. Zweite Mitt. Arb. d. Preuß. Aeron. Obs. b. Lindenberg, 16. Bd., Wiss. Abh., Heft D.
- Kölzer: Einige grundsätzliche Bemerkungen zur Frage der Schallausbreitung auf große Entfernung. Met. Z. **46**, 461—462, Nr. 12, 1929.

VI. Angewandte Geophysik

- Ambrohn, R.: Modern instruments for seismic prospecting. Eng. a. Min. J. **128**, Nr. 3, 1929.
- Baeschlin, F.: Geophysikalische Methoden zur Erforschung des Untergrundes (Fortsetzung). Schweizerische Z. f. Vermessungswesen u. Kulturtechnik **27**, 249—254, Nr. 12, 1929; **28**, 10—21, 25—30, Nr. 1, 2, 1930.
- Barton, D. C. and Summers, E. Buhler: Review of the geophysical methods of prospecting. Geogr. Rev. **20**, 288—300, Nr. 2, 1930.
- Barton, D. C.: Control and adjustment of surveys with the magnetometer or the torsion-balance. Bull. American Ass. of Petroleum Geologists **13**, 1163—1186, Nr. 13, 1929.
- Barton, D. C.: The torsion-balance in the determination of the figure of the Earth. American J. of Sc. **18**, 149—154, 1929.
- Barton, D. C.: Tables of terrane effects. Bull. American Ass. of Petroleum Geologists **13**, 763—778, Nr. 7, 1929.
- Belluigi, A.: Osservazioni su alcuni rilievi geomagnetici nella pianura del Po. Gerlands Beitr. **24**, 337—342, Heft 4, 1929.
- Ebert: Über einige geoelektrische Aufnahmen am Rammelsberg und im Oberharz. Metall u. Erz **26**, Heft 18, 1929.
- Errulat, F.: Profilaufnahmen an einer erdmagnetischen Störung in Ostpreußen. Gerlands Beitr. **25**, 53—58, Heft 1, 1930.
- Gamburzeff, G. A.: Mechanische Integratoren zur Auswertung von Beobachtungen an gestörten Schwere- und Magnetfeldern. Gerlands Beitr. **24**, 83—93, Heft 2/3, 1929.
- Graf, A.: Über theoretische Kippisoklinen und Horizontalisodynamen bei Induktionsmethoden. Z. f. Geoph. **5**, 331—334, Heft 8, 1929.
- Heiland, C. A.: Annotated Bibliography of Geophysical Prospecting. S.-A. Annotated Bibliography of Economic Geology for **1928**, 272—331, 1929.
- Heiland, C. A., Henderson, Ch. W. and Malkovsky, J. A.: Geophysical Investigations at Caribou, Coto. U. S., Bureau of Mines, Tech. Paper 439. Washington 1929. 8°. 45 S.

- Hülsenbeck, P. und Geyger, W.: Die geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom nach der Sondenmethode. Montanist. Rundsch. **21**, Nr. 15, 1929.
- Ishimoto, M. et Takahasi, R.: Construction d'un accéléromètre-enregistreur dans le but de mesurer les mouvements des automobiles, des trains, etc. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **7** (3), 571—585, 1929. Japanisch; franz. Auszug.
- Jung, K.: Die Belowsche Methode zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient, ihre Verallgemeinerung für beliebige Massenformen und ihre Anwendung auf „zweidimensionale“ Massenanordnungen. Z. f. Geoph. **6**, 114—122, Heft 2, 1930.
- Koenigsberger, J.: Über tägliche erdmagnetische Variationen in zwei Alpentälern. Z. f. Geoph. **6**, 74—78, Heft 2, 1930.
- Koenigsberger, J.: Zur Ermittlung ausgedehnter Schichten verschiedener Leitfähigkeit. Z. f. Geoph. **6**, 71—73, Heft 2, 1930.
- Köhler, R.: Harmonische Schwingungen des Untergrundes. Z. f. Geoph. **6**, 123—126, Heft 2, 1930.
- Martel, R. R.: The effects of earthquakes on buildings with a flexible first story. Bull. Seism. Soc. America **19**, 167—178, Nr. 3, 1929.
- Matuyama, M. and Higasinaka, H.: Subterranean structure of Takamati oil-field revealed by gravitational method. Jap. J. Astr. and Geoph. **7**, 47—81, Nr. 2, 1930.
- Müller, M.: Der Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung elektromagnetischer Wechselfelder verschiedener Frequenz. Z. f. Geoph. **5**, 335—342, Heft 8, 1929.
- Oserezky, W.: Ein Diagramm zur Bestimmung der Differenz der Schwerestörung Δg in zwei Beobachtungspunkten. Z. f. Geoph. **6**, 69—71, Heft 2, 1930.
- Reutlinger, G.: Eine experimentelle Überprüfung der Theorie der Schwingungsmesser. Gerlands Beitr. **24**, 168—240, Heft 2/3, 1929.
- Seblatnigg, H. und Graf, A.: Zur Messung der horizontalen Störungskomponente des erdmagnetischen Feldes. Z. f. Geoph. **5**, 329—331, Heft 8, 1929.
- Seblatnigg, K.: Über die Feststellung von Verwerfungen mit der Drehwaage. Braunkohle 1929, Heft 23.
- Sorge, E.: Die ersten Dickenmessungen des grönlandischen Inlandeises. Z. f. Geoph. **6**, 22—31, Heft 1, 1930.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes

1. Kosmische Physik

- Jeans, J.: Eos, or the wider aspects of Cosmogony. London, Kegan Paul, Trenck, Trubner & Co., Ltd. 1929. 88 S. Ref. J. Sc. Instr. **6**, 142 by H. D.
- Jeffreys, H.: The early history of the solar system on the collision theory. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. **89**, 731—738, Nr. 9, 1929.
- Milne, E. A.: The problem of stellar luminosity. Nature **125**, 453, Nr. 3151, 1930.
- Paneth, F., Urry, D. and Koeck, W.: The age of iron meteorites. Nature **125**, 490, Nr. 3152, 1930.

2. Physik, Chemie

- Breyer, H.: Über die Elastizität von Gesteinen. Z. f. Geoph. **6**, 98—111, Heft 2, 1930.
- English, S.: Loss of ultraviolet transparency in glasses. Nature **125**, 85, Nr. 3142, 1930.
- Hirsch, P.: Das Pendel mit oszillierendem Aufhängepunkt. Z. f. angew. Math. u. Mech. **10**, 41—52, Heft 1, 1930.
- Holm, O.: Die Reibungsdämpfung bei mechanischen Schwingungsmessern. Z. f. angew. Math. u. Mech. **10**, 30—40, Heft 1, 1930.

- Mathias, E.: La conception de Stephan Gray sur l'identité de la foudre et des étincelles des machines électriques. CR. **190**, 847, Nr. 14, 1930.
- Mises, R. v.: Über kausale und statistische Gesetzmäßigkeit in der Physik. Naturwiss. **18**, 145—153, Heft 7, 1930.
- Nakano, H.: Some problems concerning the propagations of the disturbances in and on semi-infinite elastic solid. Tokyo, Central Met. Obs., The Geophys. Mag. **2**, 189—348, Nr. 4, 1930.
- Rauschelbach, H.: Beschreibung eines bifilar aufgehängten, an Bord registrierenden Strommessers. Beih. Ann. d. Hydr. 1929.
- Roy, L.: L'équation fondamentale des ondes de choc sur les surfaces élastiques. CR. **190**, 240—242, Nr. 4, 1930.
- Roy, L.: La propagation des ondes sur les surfaces élastiques à six paramètres. CR. **190**, 341—343, Nr. 6, 1930.
- Supino, G.: Alcune proprietà integrali della dilatazione cubica. Rom Atti (6) **10**, 414—419, fasc. 9, 1929.
- Uller, K.: Die Entwicklung des Wellen-Begriffes. II. Gerlands Beitr. **24**, 309—334, Heft 2/3, 1929.
- Vautier, Th.: Dissipation de l'énergie transportée par une onde aérienne. CR. **189**, 1253—1255, Nr. 27, 1929.
- Watanabe, N. and Imaizumi, M.: Standardization of a 25 m Jåderin wire in terms of the wave length of Krypton green line. Tokyo Proc. **5**, 454—456, Nr. 10, 1929.
- Wood, A. R. and Leathwood, M. N.: Glasses transparent to ultra-violet radiation. Nature **125**, 351, Nr. 3149, 1930.
- Wulf, Th.: Ein neues Hochspannungselektrometer. Phys. Z. **31**, 315—323, Nr. 7, 1930.

3. Mathematik

- Cassinis, G.: L'analisi periodale dei fenomeni ciclici. S.-A. Atti dell' Istituto Nazionalé delle Assicurazioni. Rom 1929. 8°. 23 S.

4. Meteorologie

- Baur, F.: Der gegenwärtige Stand der meteorologischen Korrelationsforschung. Met. Z. **47**, 42—52, Nr. 2, 1930.
- Curdy, N. R.: Pilot balloon observations at Mauritius July 1927—June 1928. Royal Alfred Observatory Publ. Nr. 9. Port Louis 1930.
- Georgii, W.: Das Flugzeug als aerologisches Forschungsmittel. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 199—223, Nr. 3, 1930.
- Georgii: Das Flugzeug als aerologisches Forschungsmittel. Met. Z. **46**, 477—480, Nr. 12, 1929.
- Gregory, R.: Weather recurrences and weather cycles. Nature **125**, 132—134, Nr. 3143, 1930.
- Knoche, W.: Der „Austrocknungswert“ als klimatischer Faktor. Archiv der Deutschen Seewarte **48**, Nr. 1, 1929.
- Knoche, W.: Eine Methode zur angenäherten Berechnung der Verdunstung. Met. Z. **47**, 14—16, Nr. 1, 1930.
- Kopp, W.: Übersättigungsstudien in Wolken mit dem Flugzeug. Met. Z. **46**, 480, Nr. 12, 1929.
- Kopp, W.: Über die Möglichkeit, mit den gewöhnlichen aerologischen Hilfsmitteln die Übersättigung der Wolkenluft zu bestimmen. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 173—179, Nr. 2, 1930.

- Köppen, W.: Periodizität starker Winter. Ann. d. Hydr. **57**, 313, 792, 1929; **58**, 58, Nr. 2, 1930.
- Lossnitzer, H.: Theoretische und experimentelle Bemerkungen zur Abkühlungsgröße. Met. Z. **46**, 545—549, Nr. 12, 1929.
- Mémery, H.: L'hiver de 1930 et l'activité solaire. CR. **190**, 807, Nr. 13, 1930.
- Mildner, P.: Über die Korrelation zwischen harmonischen Konstituenten und Beobachtungskurven mit Anwendungen auf die Luftdruckwellen des Winters 1923/24. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 252—262, Nr. 3, 1930.
- Peppler, W.: Wolkenbildungen durch Flugzeuge. Z. f. angew. Met. **47**, 35—47, Nr. 2, 1930.
- Peppler, W.: Über starke Vertikalböen in der freien Atmosphäre. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 115—130, Nr. 2, 1930.
- Pernice, E.: Der Spreewald als Gewitterherd. Naturw. **18**, 216, Nr. 9, 1930.
- Robitzsch, M.: Abkühlungsgröße, Katathermometer und Äquivalenttemperatur. Gerlands Beitr. **25**, 194—210, Nr. 2, 1930.
- Schmauss, A.: Zur Kausalität ungewöhnlicher Witterungseignisse. Met. Z. **46**, 453—455, Nr. 12, 1929.
- Seilkopf, H.: Die räumliche und zeitliche Aufeinanderfolge von Regenschauern. Ann. d. Hydr. **58**, 1—10, Nr. 1, 1930.
- Simpson, G. C.: Past climates. Nature **124**, 988—990, Nr. 3139, 1929.
- Weather and climate of the Sahara. Nature **125**, 619, Nr. 3155, 1930.
- Wenk, F.: Doppelthermometer mit verminderter Nachhinken der Temperaturanzeige. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 111—114, Nr. 2, 1930.

5. Physiogeographie

- Kotô, B.: The physiographic relief of Circum-North Pacific. Gerlands Beitr. **24**, 368—370, Heft 4, 1929.

6. Verschiedenes

- Exner, F. M.: Nachruf von R. Süring. Met. Z. **47**, 41, Nr. 2, 1930. Nachruf von H. v. Ficker. Met. Z. **47**, 89—91, Nr. 3, 1930.
- Exner, F. M.†. Nature **125**, 419, Nr. 3150, 1930.
- Polis, Peter †. Nachruf von F. Linke. Met. Z. **47**, 16, Nr. 1, 1930.
- Polis, Peter †. Z. f. angew. Met. **47**, 33—35, Nr. 2, 1930.
- Huber, A.: Bericht über die 16. allgemeine Versammlung der Deutschen meteorologischen Gesellschaft zu Dresden vom 6. bis 9. Oktober 1929. Met. Z. **46**, 447—452, Nr. 12, 1929.
- Nobile, U.: Die Vorbereitungen und die wissenschaftlichen Ergebnisse der Polar-expedition der „Italia“. Petermanns Mitt. Ergänzungsheft 205. Gotha 1929. 8°. 98 S.
- Science in the Netherlands East Indies. Ed. by L. M. R. Rutten. Amsterdam, Kon. Akad. van Wetenschappen (De Bussy) 1929. 8°. VIII, 432 S.
- Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Dresden, 3. bis 5. Oktober 1929. Z. f. Geoph. **5**, 351—371, Heft 8, 1929.
- Wegner, A.: Deutsche Inlandeis-Expedition nach Grönland Sommer 1929. Z. d. Ges. f. Erdk. zu Berlin **1930**, 81—124, Nr. 3/4.
- Suyehiro, K.: Über die untere Grenze der fühlbaren Schwingungen. Tokyo Proc. **5**, 411—414, Nr. 9, 1929.

Potsdam, Geodätisches Institut.

Rudolf Berger.

Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.

Konrad Büttner.

Berlin, Institut für Meereskunde.

Lotte Möller.

Literaturverzeichnis

I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung. Zeitdienst, Uhren

- Ballarin, S.: Latitudine dell' Osservatorio Astronomico della R. Università di Bologna determinata nell 1929, 51 con il metodo di Horrebow-Talcott. Bologna, Istituto di Geodesia, Pubbl. Bologna 1929. 8°. 12 S.
- Gama, L. I.: On the computation of mean star-factors for the reduction of latitude observations by the Horrebow-Talcott method. Astr. Nachr. 238, 45—46, Nr. 5690 bis 5691, 1930.
- Greenwich, Royal Observatory. Preliminary values of the variation of latitude at Greenwich in 1928 and 1929. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. 90, 560—561, Nr. 5, 1930.
- Kimura, H.: Provisional result of the work of the International Latitude Service in the North Parallel + 39°8' during the year 1929. Tokyo Proc. 6, 137—139, Nr. 4, 1930.
- Kimura, H.: On the temperature-coefficients in the micrometer-screws of the Large Zenith Telescopes used in the international latitude stations in the North Parallel. Tokyo Proc. 6, 140—142, 1930.
- Ledersteger, K.: Über die Analyse des Radiusvektors der Polbahn. Gerlands Beitr. 26, 314—332, Heft 3, 1930.
- Spitaler, R.: Die Achsenschwankungen der Erde und ihre Folgen. Gerlands Beitr. 26, 94—97, Heft 1, 1930.
- Mathur, K. N. and Lakiri, T. K.: The use of photographic self-timer as precision timing instruments. J. scient. instr. 7, 122—125, Nr. 4, 1930.
- Plessmann, J.: Über den Gang der Tiedeschen Pendeluhr auf der Sternwarte zu Münster i. W. Deutsche Uhrmacher-Ztg. 54, 480—481, Nr. 28, 1930.
- Watts, C. B.: Recent developments in time-service methods. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 23—25, 1930.

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie

- Avers, H. G.: Geodetic computations and investigations. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 35—36, 1930.
- Avers, H. G.: The utility of geophysics-geodesy. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 109—110, 1930.
- Bowie, W.: Accomplishments in field geodesy during the year April 1928 to April 1929. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 36—40, 1930.
- Bowie, W.: Progress in geodetic work, April 1929 to April 1930. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 129—135, 1930.

- Douglas, O.: Messung der estnisch-finnischen Verbindungsdiagramme im Jahre 1926. Veröff. d. topo-hydrograph. Abt. d. estnisch. Armeestabs Nr. 9, S. 73—88, 1930.
- Imamura, A.: On changes of topography, both chronic and acute, in the southern part of Sikoku. Tokyo Proc. **6**, 101—104, Nr. 3, 1930.
- Lambert, W. D.: Note on a recent article by Dr. Hopfner (Gerlands Beitr. **25**, 81). Gerlands Beitr. **26**, 182—184, Heft 2, 1930.
- Ogilvie, N.: Progress in geodetic work in Canada during 1928. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 28—34, 1930.
- Ogilvie, N. J.: The value of geodetic surveying in Canada. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 127—129, 1930.
- Parkhurst, D. L.: Recent developments in geodetic instruments. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 26—28, 1930.
- Gutenberg, B.: Die Verteilung der Massen an der Erdoberfläche. Bemerkungen zu dem Aufsatz von L. Kober. Gerlands Beitr. **26**, 158—160, 1930.
- Tams, E.: Die Konstitution der Erdrinde. Petermanns Mitt. Ergänzungsheft Nr. 209 (Hermann-Wagner-Gedächtnisschrift), S. 83—96, 1930.
- Dore, P.: Misure di gravità relativa sull' Appennino Tosco-Emiliano. Bologna, Ist. di Geodesia, Pubbl. Bologna 1929. ^{8°}. 48 S.
- Fasching, A.: Neue geschlossene Formel der normalen Schwere in Meereshöhe. Sonderheft 1 zu den Mitt. d. kgl. ungarischen Kartograph. Inst. Budapest 1930. ^{8°}. 15 S.
- Forbush, S. E. and Torreson, O. W.: The Meinesz gravity-apparatus on the Carnegie. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 137—140, 1930.
- Freeman, C. S.: The gravity-measuring cruise of the S 21. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 95—98, 1930.
- Gutenberg, B.: Schwere und Druck im Erdinnern. Gerlands Beitr. **26**, 37—41, Heft 1, 1930.
- Heye, P. R.: The absolute determination of gravity. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 135—137, 1930.
- Hopfner, F.: Der Konvergenzbereich der Reihe für das äußere Raumpotential. Gerlands Beitr. **25**, 336—338, Heft 3/4, 1930.
- Hopfner, F.: Die hypothesenfreie Reduktion und numerische Verarbeitung der beobachteten Schwerkraftwerte. Gerlands Beitr. **25**, 339—347, Heft 3/4, 1930.
- Hopfner, F.: Schwerereduktion und Dreiachsigkeit. Gerlands Beitr. **26**, 51—57, Heft 1, 1930.
- Jung, H.: Über isostatische Schwereanomalien und deren Beziehung zu den totalen Anomalien. Z. f. Geoph. **6**, 173—178, Heft 3, 1930. (Bemerkungen hierzu von E. A. Ansel, S. 178/179.)
- Lambert, W. D.: Methods of reducing gravity observations. Gerlands Beitr. **26**, 185—188, Heft 2, 1930.
- Medina, M.: Gravity-stations in Mexico occupied between January 1, 1926 and December 31, 1928. (Translated by W. D. Lambert.) Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 17—20, 1930.
- Miller, A. H.: Gravity-comparisons in Europe and America. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 20—22, 1930.
- Nagaoka, H. and Ayabe, N.: On a Silica-glass pendulum. Tokyo Proc. **6**, 158—160, Nr. 4, 1930.
- Sanchez, P. C.: Gravity-anomalies in Mexico. (Translation by W. D. Lambert.) Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 140—147, 1930.
- Schlomka, T.: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. Z. f. Geoph. **6**, 392—396, Heft 4 bis 7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.

- Schmehl, H.: Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen. (Berichtigung zu Ansel, Gerlands Beitr. 25, 35–52, 1930.) Gerlands Beitr. 26, 92, Heft 1, 1930.
- Silva, G.: Sulla formula della gravità normale. Rom Atti 11, 641–644, fasc. 7, 1930.
- Somigliana, C.: Sul campo gravitazionale esterno del geoida ellissoidico. Rom Atti (6) 11, 237–243, fasc. 3, 1930.
- Wright, F. E.: The measurement of gravity at sea. (Abstract.) Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 22–23, 1930.
- Bossolasco, M.: Isostasia ed ondulazioni del geoide in rapporto alle anomalie gravimetriche ed alle deviazioni della verticale. Gerlands Beitr. 26, 14–26, Heft 1, 1930.
- Heiskanen, W.: Isostasie und Schwereanomalien. Gerlands Beitr. 26, 42–50, Heft 1, 1930.
- Hopfner, F.: Die Lehre von der Isostasie und Dreiachsigkeit der Erde. Petermanns Mitt. 76, 10–14, Heft 1/2, 1930.

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie

- Coleman, A. P.: Age of the Earth. Nature 125, 668–669, Nr. 3157, 1930.
- Poole, J. H. J.: The thermal instability of the Earth's crust. II. Scient. Proc. R. Dublin Soc. 19, 385–408, Nr. 32, 1930.
- Vernadsky, W. J.: Geochemie in ausgewählten Kapiteln. Übersetzt von E. Kordes. Leipzig 1930, Akad. Verlagsges. X, 370 S.

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung

- Anelli, M.: A proposito di una sezione geologica nell' Appennino Reggiano. Rom Atti (6) 11, 202–205, fasc. 2, 1930.
- Behrmann, W.: Die diluvialen Bewegungen des mitteldeutschen Bodens. Petermanns Mitt. Ergänzungsheft Nr. 209 (Hermann-Wagner-Gedächtnisschrift), S. 110–135, 1930.
- Cacciamali, G. B.: Problemi di tectonica lombarda (a proposito di ricerche nel sottosuolo). Rom Atti (6) 11, 206–211, fasc. 2, 1930.
- Frebold, H.: Neuere Forschungen über die Geologie Grönlands, Spitzbergens und der Bäreninsel. Naturwiss. 18, 576–585, Heft 25, 1930.
- Gortani, M.: Ipotesi e teorie geotettoniche. Giornale di Geologica 3, 3–133, 1928. Ref. The Geol. Mag. Nr. 792, S. 284–285, 1930.
- Larsen, E. S.: The volcanic history of the San Juan mountains, Colorado. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 105–107, 1930.
- Meeting for the discussion of geophysical subjects, London, 1930 March 7: The history of mountains. The Observatory 53, 144–147, Nr. 672, 1930.
- Washington, H. S.: Volcanic Oceanic Islands. (Abstract.) Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 103, 1930.
- Washington, H. S.: Volcanic activity in the Bering Sea. (Abstract.) Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 308.
- Zies, E. G.: The volcanoes of Java and Bali. (Abstract.) Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 103–105, 1930.
- Adams, L. H.: The general character of deep-seated materials in relation to volcanic activity. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 309–314, 1930.

- Airoldi, M.: Sull' età delle eruzioni andesitiche dell' Isola di Capraia. Rom Atti (6) **11**, 416—419, fasc. 4, 1930.
- Bowen, N. L.: Central African volcanoes in 1929. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union **1929 and 1930**, S. 301—307, 1930.
- Jaggar, T. A.: Volcano research of the United States Geological Survey, 1928—1929. (Abstract.) Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union **1929 and 1930**, S. 108, 1930.
- Tsuya, H., Tsuboi, S., Kishinouye, F., Takahasi, R., Tsuboi, C., Nakata, K. and Miyabe, N.: The eruption of Komagatake, Hokkaidō, in 1930. Tokyo, Earthqu. Res. Inst., Bull. **8**, 237—316, Part 2, 1930.
- Gregory, J. W.: The geological history of the Pacific Ocean. Nature **125**, 750—751, Nr. 3159.
- Köppen, W.: Neueres über Verlauf und Ursachen des europäischen Eiszeitalters. Gerlands Beitr. **26**, 365—394, Heft 4, 1930.
- Jardetzky, W.: Über die Ursachen der Spaltung und Verschiebung der Kontinente. Gerlands Beitr. **26**, 167—181, Heft 2, 1930.
- Livländer, R.: Die kontinentalen Verschiebungen von Amerika und Madagaskar. Z. f. Geoph. **6**, 134—140, Heft 3, 1930.
- Ruud, J.: Die Ursache der Kontinentverschiebung und der Gebirgsbildung. Petermanns Mitt. **76**, 119—124, Heft 5/6, 1930.
- Spitaler, R.: Der Einfluß der Achsenschwankungen der Erde auf die Temperaturanomalien. Gerlands Beitr. **25**, 429—441, Heft 3/4, 1930.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik

- Berlage jun., H. P.: Näherungsformeln zur Berechnung der Amplituden der elastischen Wellen, die beim Durchgang einer gegebenen Welle durch eine Unstetigkeitsfläche entstehen. Gerlands Beitr. **26**, 131—140, Heft 2, 1930.
- Buwalda, J. P.: Nature of the late movements on the Haywards rift, Central California. Bull. Seism. Soc. America **19**, 187—199, Nr. 4, 1930.
- Byerly, P.: The dispersion of seismic waves of the Love type and the thickness of the surface layer of the Earth under the Pacific. Gerlands Beitr. **26**, 27—33, Heft 1, 1930.
- Day, A. L.: Progress in American seismology. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union **1929 and 1930**, S. 161—166, 1930.
- Gutenberg, B. und Landsberg, H.: Das Taunusbeben vom 22. Januar 1930. Gerlands Beitr. **26**, 141—155, Heft 2, 1930.
- Gutenberg, B.: The process of formation of seismic surface waves. Transl. by E. A. Hodgson. Bull. Seism. Soc. America **20**, 11—14, Nr. 1, 1930.
- Gutenberg, B.: Der Aufbau des Untergrundes im Pazifischen Ozean. Gerlands Beitr. **26**, 156—157, Heft 2, 1930.
- Heck, N. H.: The earthquake, a joint problem of the seismologist and engineer. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union **1929 and 1930**, S. 153—157, 1930.
- Heck, N. H.: The utility of geophysics-seismology. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union **1929 and 1930**, S. 111—114, 1930.
- Hodgson, E. A.: The seismicity of the arctic. J. R. Astr. Society Canada **24**, 201—210, Nr. 5, 1930.
- Imamura, A.: On the chronic block-movements in the Kyoto-Osaka district. Jap. J. of Astr. and Geoph. **7**, 93—101, Nr. 3, 1930.
- Imamura, A., Nasu, N., Kishinouye, F. and Yasuda, Ch.: On the recent Itō earthquakes. Tokyo Proc. **6**, 190—193, Nr. 5, 1930.
- Ishimoto, M.: Observations sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre (deuxième rapport). Résultats obtenus dans la régions épicentrale du trem-

- blement de terre de Sekihara. Tokyo, Earthqu. Res. Counc., Bull. 8, 222—235, Part 2, 1930.
- Kleinschmidt, E.: Eine neue württembergische Erdbebenwarte. Z. f. Geoph. 6, 370—376, Heft 4—7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.
- Lehmann, I.: P's as read from te records of the earthquake of June 16th 1929. Gerlands Beitr. 26, 402—412, Heft 4, 1930.
- Lehmann, I.: A hammer for the Galitzin vertical component pendulum. Gerlands Beitr. 26, 413—415, Heft 4, 1930.
- Macelwane, J. B.: Earthquake surface-waves. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 41—43, 1930.
- McAdie, A.: A serviceable scale for earthquake-intensity. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 157—158, 1930.
- McComb, H. E.: A tilt-compensation seismometer. Nat. Res. Counc. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 159—161, 1930.
- Miyabe, N.: Deformation of eartherust in California. Tokyo, Earthqu. Res. Inst., Bull. 8, 45—58, 1930.
- Neumann, F.: An analysis of the S-wave. Bull. Seism. Soc. America 20, 15—32, Nr. 1, 1930.
- Neunteufl, J.: Zur Bestimmung des Epizentrums eines Nahbebens. Gerlands Beitr. 26, 189—198, Heft 2, 1930.
- Nicholson, G. F.: Variations in levels, 1919 to 1927, in Los Angeles harbour. Bull. Seism. Soc. America 19, 200—205, Nr. 4, 1930.
- Nishimura, G.: The effect of temperature distribution on the deformation of a semi-infinite elastic body. Tokyo, Earthqu. Res. Inst., Bull. 8, 91—141, Part 2, 1930.
- Paige, S.: The earthquake at Cumana, Venezuela, January 17, 1929. Bull. Seism. Soc. America 20, 1—10, Nr. 1, 1930.
- Rankine, A. O.: New seismograph for geophysical survey. The Mining Mag. 42, 147—150, Nr. 3, 1930.
- Reid, H. F.: The forces and movements at the earthquake-focus. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 43—46, 1930.
- Roy, L.: La propagation des ondes sur les surfaces élastiques à trois paramètres. CR. 190, 1332—1334, Nr. 23, 1930.
- Sezawa, K.: Possibility of the free-oscillations of the surface-layer excited by the seismic-waves. Tokyo, Earthqu. Res. Inst., Bull. 8, 1—10, 1930.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: On the possibility of the block movements of the Earth crust. Tokyo, Earthqu. Res. Inst., Bull. 8, 13—42, 1930.
- Sokuryobu, R.: Re-survey of the Kwantō district after the Great earthquake of 1923. Bull. of the Imp. Earthqu. Investigation Comm. 11, Nr. 4. Tokyo 1930. 8°. 80 S. 7 Taf.
- Stetson, H. T.: The study of earth-tides from the variation in latitude. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, S. 148—152, 1930.
- Takahasi, R.: Preliminary report on the observation of the tilting of the Earth's crust with a pair of water pipes. Tokyo Earthqu. Res. Counc., Bull. 8, 143—152, Part 2, 1930.
- Tams, E.: Die Seismizität des Südantillenbogens. Z. f. Geoph. 6, 361—369, Heft 4—7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.
- Terada, T.: On the nature of destructive earthquakes. Tokyo, Earthqu. Res. Inst. 8, 61—73, 1930.
- Tsuboi, Ch.: Investigation on the deformation of the Earth's crust in the Tango district connected with the Tango Earthquake of 1927 (Part 1). Tokyo Earthqu. Res. Inst., Bull. 8, 153—220, Part 2, 1930.

- Tsuboi, Ch.: Report on the activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, in the Latter Half of 1929. Gerlands Beitr. 26, 111—122, Heft 1, 1930.
- Umemoto, T.: On the results of precise levellings in Osaka and vicinity. Jap. J. of Astr. and Geoph. 7, 83—91, Nr. 3, 1930.
- Umemoto, T.: Results of the repeated levellings in the vicinity of Oosaka. Tokyo, Earthqu. Res. Inst. 8, 85—89, 1930. Japanisch; engl. Auszug.
- Uller, K.: Die Entwicklung des Wellenbegriffes. III. Gerlands Beitr. 26, 199—238, Heft 2, 1930.
- Visser, S. W.: On the distribution of earthquakes in the Netherlands East Indian Archipelago II 1920—1926. With a discussion of time tables. Kon. Magn. en Met. Obs. te Batavia Verhandelingen 22. Weltevreden 1930. 8°. 116 S. 3 Taf.
- Yabe, H.: The Great Kwantô earthquake of September 1, 1923, and the geotectonic of the meizoseismic area. Tokyo Proc. 6, 105—108, Nr. 3, 1930.

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht

1. Das innere Magnetfeld

- Ault, J. P.: Preliminary results of ocean magnetic observations on the Carnegie from Hawaii to Samoa, October to November 1929. Terr. Mag. 35, 17—21, Nr. 1.
- Duvall, C. R.: Note on the computation of the moment of inertia of a magnet and its suspension. Terr. Mag. 34, 303—309, Nr. 4, 1929.
- Burmeister, F.: Ergebnisse der erdmagnetischen Messungen an den bayerischen Säkularstationen im Jahre 1926. München, Sitzungsber. bayr. Ak. Jahrg. 1930. S. 53—61, Nr. 1.
- Fleming, J. A.: Summary of years work, department of Terrestrial Magnetism Carnegie Institution of Washington. Terr. Mag. 35, 43—47, Nr. 1, 1930.
- Gunn, R.: Note on the theory of the permanent magnetic fields of sun and earth. Terr. Mag. 34, 320, Nr. 4, 1929.
- Haalck, H.: Über die Ursache der erdmagnetischen Störung im Gebiet der freien Stadt Danzig. Z. f. Geoph. 6, 129—134, Nr. 3, 1930.
- Haußmann, K.: Über den Stand d. erdmagnetischen Vermessung in Deutschland. Mitt. d. Reichsämtes f. Landesaufnahme 5, 277—285, Berlin 1930.
- Hartnell, G.: Distribution coefficients of magnets. U. S. Coast Geod. Survey, Spec. Pub. Nr. 157, Washington 1930.
- Hazard, D. L.: United States magnetic tables and charts for 1925. Washington, U. S. Coast Geod. Survey, Ser. Nr. 453, 1929.
- Palazzo, L.: Misure magnetiche in Oltregiuba e Somalia nel 1926. Roma, Mem. R. Uff. Centr. di Met. e Geof. Serie 3, 2, 1929, 63 S. Ref. Terr. Mag. 34, 300, Nr. 4, 1929.
- Schmidt, A.: Bestimmung der Parameter von Magneten auf galvanischem Wege. Ber. Tätigkeit Pr. Met. Inst. 1930.

2. Das äußere Magnetfeld

- Ault, J. P.: Preliminary results of magnetic observations on the Carnegie from Japan to California to Hawaii, June to Sept. 1929. Terr. Mag. 34, 287—291, Nr. 4, 1929.
- Ault, J. P. and Fisk, H. W.: Preliminary values of the annual changes of the magnetic elements in the Caribbean sea and pacific ocean, as determined from the Carnegie results 1909—1929 and from the Galilee results 1905—1908. Terr. Mag. 34, 292—301, Nr. 4, 1929.
- Austin, L. W.: A comparison of sunspot numbers, terrestrial magnetism and long-wave radio signal-strength. Terr. Mag. 35, 49—50, Nr. 1, 1930.

- McComb, H. E. and Ludy, A. K.: Temperature-compensation and adjustment of magnetic variometers. *Terr. Mag.* **35**, 29–34, Nr. 1, 1930.
- Egedal, J.: Über die Existenz einer mondentägigen Variation in den Erdströmen. *Z. f. Geophys.* **6**, 157–159, Nr. 3, 1930.
- Fisk, H. W.: Secular variation of magnetic intensity and its accelerations in Pacific countries. *J. Washington Ac. Sc.* **20**, 13–16, Nr. 1, 1930.
- Hulbert, E. O.: Zodiacal light and magnetic storms. *Phys. Rev.* **35**, 295, Nr. 3, 1930.
- Hulbert, E. O.: Zodiacal light and magnetic storms. *Terr. Mag.* **34**, 320, Nr. 4, 1929.
- Nicholson, S. B.: Solar and magnetic character figures, Mount Wilson Observatory, Nov. 1929 to Jan. 1930. *Terr. Mag.* **35**, 48, Nr. 1, 1930.
- Principal magnetic storms. Sitka Apr.–Sept. 1929; Cheltenham Jul.–Sept. 1929; Huancayo May–Aug. 1929. *Terr. Mag.* **34**, 322, Nr. 4, 1929.
- Principal magnetic storms at: Sitka Oct.–Dec. 1929; Cheltenham Oct.–Dec. 1929; San Juan Oct.–Dec. 1929; Huancayo Oct.–Dec. 1929; Watheroo June to Dec. 1929. *Terr. Mag.* **35**, 51, Nr. 1, 1930.
- Seblatnigg, H.: Magnetische Messungen in Berggießhübel. *Gerlands Beitr., Ergänz. Angew. Geophys.* **1**, 110–116, Nr. 1, 1930.
- Watson, R. A.: Disturbed and quiet day variations of magnetic force 1916–1926 at Mauritius. *Misc. Publ. of the Roy. Alfred Obs.* Nr. 81. Port Louis 1930. 46 S.

3. Polarlicht

- Dufay, J.: La raie verte des aurores polaires et dans la lumière du ciel nocturne. *J. Phys. et le Radium* **10**, 93–94, Nr. 5, 1929.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Hamer, R.: Transient earth-currents accompanying the recent Newfoundland earthquake of 1926. *Phys. Rev.* **35**, 616, Nr. 6, 1930.
- Koenigsberger, J.: Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde durch Induktion. *Phys. Z.* **31**, 487–498, Nr. 10, 1930.
- Brown, J. G.: The relation of space-charge and potential gradient to the diurnal system of convection in the lower atmosphere. *Terr. Mag.* **35**, 1–16, Nr. 1, 1930.
- Brown, J. G.: The electric space charge in the lower atmosphere. *Phys. Rev.* **35**, 135, Nr. 1, 1930.
- Brown, J. G.: Variation of the electric potential gradient in the lower atmosphere. *Phys. Rev.* **35**, 185, Nr. 1, 1930.
- Builder, G.: Preliminary note on atmospheric potentials recorded with ionium-collectors. *Terr. Mag.* **35**, 35–42, Nr. 1, 1930.
- Builder, G.: The effect of condensation-nuclei in atmospheric-electric observations. *Terr. Mag.* **34**, 281–287, Nr. 4, 1929.
- George, E. F.: Sand-storm electricity. *Science (New York)* **71**, 99–100, 1930.
- Maneff, G.: Zum Elektrizitätshaushalt der Erde. *Terr. Mag.* **35**, 50–51, Nr. 1, 1930.
- Marwick, T. C.: The electric charge of rain. *Quat. J. Roy. Met. Soc.* **56**, 39–44, Nr. 233, 1930.
- Nolan, J. J. and Nolan, P. J.: Preliminary account of observations on atmospheric electricity in country air. *Gerlands Beitr.* **25**, 414–428, Nr. 3/4, 1930.
- Orlows, M., Hodalenitsch, G. und Ljamin, N.: Über die Schwankungen der Ionisation der Bodengase in Sibirien im Laufe des Jahres. *Phys. Z.* **31**, 586–589, Nr. 12, 1930.
- Salles, E.: Mesure de la conductilité électrique de l'atmosphère à l'observatoire de Val-Joyeux. *La Météorologie* **5**, 425–428, 1929.

Swann, W. F. G.: Theory of the charging effect on an insulated body exposed to primary corpuscular radiation or to corpuscular radiation initiated by the cosmic radion. J. Franklin Inst. **208**, 259—274, 1929.

Bothe, W.: Zur Vereinfachung von Koinzidenzzählungen. Z. f. Phys. **59**, 1—5, Nr. 1/2, 1930.

Corlin, A.: Die Sternzeitperiode der Höhenstrahlung. Naturw. **18**, 600, Nr. 26, 1930.

5. Radioaktivität

Coleman, A. P.: Age of the earth. Nature **125**, 668, Nr. 3157, 1930.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre

Bureau, R.: Nouvelles recherches sur la propagation des ondes courtes de l'atmosphère. „La Météorologie“ **5**, 395—422, 1929.

Eckersley, T. L.: Recombination of electrons and positive ions in the upper atmosphere. Nature **125**, 669, Nr. 3157, 1930.

Hulbert, E. O.: Ionization in the upper atmosphere; Variation with longitude. Phys. Rev. **35**, 240—248, Nr. 3, 1930.

Hulbert, E. O.: Ions and electrical currents in the upper atmosphere of the earth. Phys. Rev. **34**, 1167—1183, 1929.

Kernick, G. W. und Jen, C. K.: Further investigations of radio transmission and the heights of the Kenelly-Heaviside layer. Proc. Inst. Radio Engin (New York) **17**, 2034—2052, 1929.

Lugeon, J.: La nouvelle méthode de sondage électromagnétique vertical et quasi-horizontal de l'atmosphère. Arch. sc. phys. et nat. (5) **11**, 239—259, 1929.

Schelleng, J. C.: Further note on the ionization of the upper atmosphere. New York, Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 1313—1315, Nr. 8, 1929.

Stchoukin, M. A.: Observations sur la propagation des ondes électriques courtes pendant l'éclipse solaire du 12 novembre 1928. Onde électrique (Paris) **8**, 411—419, Nr. 93, 1929.

IV. Physik des Meeres

1. Instrumente und Methoden der Forschung

Hidaka, K.: On the corrections to the depth obtained by the Warluzel Sounding Machine. The Memoirs of the Imp. Marine Observ. Kobe **4**, 1, 1930.

Le nouveau Loch S. A. L. Rev. Hydr. **7**, 1, Mai 1930, Monaco.

Moulinet hydrométrique, Modèle Rauschelbach, Ozean. 1. Rev. Hydr. **7**, 1. Mai 1930, Monaco.

Shalonitz, A. L.: Correction de l'erreur de pente pour les sondages par le son. Rev. Hydr. **7**, 1. Mai 1930, Monaco.

Shoulejkin, W.: Description d'un marégraphe pour les observations en pleine mer. Rev. Hydr. **7**, 1. Mai 1930, Monaco.

Sondage par le son. Rev. Hydr. **7**, 1. Mai 1930, Monaco.

2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen

Beaugé, L.: Rapport de Mission au Groenland et à Terre Neuve Rev. des Travaux de l'Office des pêches maritimes **11**. Paris 1929.

Le Discovery II, navire explorateur du Gouvernement Royal britannique. Rev. Hydr. **7**, 1. Mai 1930, Monaco.

- Everdingen, E. van: Die Tiefsee-Expedition des „Willebrord Snellius“. Ann. d. Hydr. **58**, VI, 1930.
- Fleming, I. A.: The Carnegie's seventh cruise. Gerlands Beitr. **1930**, Nr. 1.
- Luymes, I.: Courte esquisse du développement de l'océanographie et de l'expédition du navire royal Willebrord Snellius. Rev. Hydr. **7**, 1, Mai 1930, Monaco.
- Guyader, P. L.: Extrait du rapport de croisière au Groënland du navire hospital Ste Jeanne d'Arc. Rev. Hydr. **7**, 1, Mai 1930, Monaco.
- van Riel: De Snellius Expeditie (24. IX.—17. XII.). Tijdschrift van het Kon. Ned. Aardr. Gen. Mai 1930.
- De Snellius-expeditie. Tijdschrift van het kon. Ned. Aardr. Gen. **47**, 4, 1930.
- Rubartelli, L.: Compte rendu de la campagne hydrographique de l'Ammiraglio Magnaghi dans la mer rouge. Rev. Hydr. **7**, 1, Mai 1930, Monaco.
- Rudovitz, L.: Oceanographical researches in the Sea of Japan 1926/28. Bull. of the Pac. Com. of the Ac. of Sc. **1929**, Nr. 2.
- Samoilovitsch, R. S.: Nowaya Zemlya, Expedition in 1921—1927 under. Trans. of the Inst. for Explor. of the North Nr. **40**, Moskau 1929.
- Schmidt, P.: International Investigations of the Pacific. Bull. of the Pacific Com. of the Ac. of Sc. **1929**, Nr. 2.
- Wilkins, Hubert: Further Antarctic explorations. The Geogr. Rev. July **1930**, New York.
- Buen, Odon de: Instituto español de oceanografía intensidad de sus trabajos en 1929. Notas y Resumenes II, S. 40, Madrid **1930**.
- Glouschkoff, W. G.: Le X^e anniversaire de l'institut hydr. et l'évolution de l'idée d'hydrographie. Bull. de l'institut hydrologique Nr. **25**.
- National Research Council, Section of oceanography. Trans. of the American Geophysical Union 10. annual meeting 1929 and 11. annual meeting 1930. Washington **1930**.
- Harradon, H. D.: Biographical sketch of Captain I. P. Ault. Gerlands Beitr. **1930**. Nr. 1.
- Proceedings of the second hydrological Congress of USSR Part I u. II. Leningrad 1928/29.
- Sokolowsky, G.: The Pacific Committee of the Academy of Science of the USSR, its organisation and activity. Bull. of the Pac. Com. of the Ac. of Sc. **1929**, Nr. 1.
- Wiese, W.: A chronological review of expeditions to Franz Joseph Land. Trans. of the Inst. for Scient. Expl. of the North Nr. **47**, Moskau 1930.
- Wiese, W.: A brief retrospective outline of the exploration of Franz Joseph Land. Trans. of the Inst. for Scient. Expl. of the North Nr. **47**, Moskau 1930.

3. Quellenmaterial und Literaturberichte

- Meereskundliche Beobachtungen auf den deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee. Jahr 1928. Hamburg 1930.
- Kryshtofovich, A.: Bibliography of Russian Literature on the Geology of the Far East and the Pacific (1926—1927). Bull. of the Pac. Com. of the Ac. of Sc. **1929**, Nr. 1.
- Semi-annual Report, Oceanographical investigations (July—Dez. 1929). The Imperial Fisheries Experimental Stations Tokyo **45**, 1930.
- Supplement, Oceanogr. en meteor. Warnemingen in den Indischen Ozean. Tabellen und Karten. Kon. Ned. Met. Inst. Nr. 105, Amsterdam 1930.

4. Bearbeitung von Beobachtungen

- Achmatow, V.: Cartographie de l'Arctique dans les limites des frontières de l'USSR. Rev. Hydr. **7**, 1, Mai 1930, Monaco.
- Bergsten, Folke: Changes of Sevel in the coasts of Sweden. Geogr. Annaler **12**, 1, 1930.

- Buen, Rafael: De Resultados obtenidos en las campañas del Xauen por el Estrecho de Gibraltar en 1929. Notas y Resumenes 11, 39, Madrid 1930.
- Charcot, I. B.: „Charcot Land“ 1910 und 1930. The Geogr. Rev., July 1930, New York.
- Gutenberg, B.: Der Aufbau des Untergrundes im Pazifischen Ozean. Gerlands Beitr. 26, 2, 1930.
- Huntsman, A. S.: Arctic Ice on our Eastern Coast. Toronto 1930.
- Marti, O.: Exploration de la région volcanique sousmarine des Iles Catwick, faite par la mission hydr. d'Indo-Chine. Rev. Hydr. 7, 1, Mai 1930, Monaco.
- Müller, I. I. A.: De gravimetrische opneming der Zeeën van Nedulandsche-Indie. Tijdshrift van het Kon. Ned. Aardr. Gen. shap 47, 4, 1930.
- Ogura, S.: Les courants de Marée et les courants demédérive en rade d'Urkt, Sakhaline Nord. Rev. Hydr. 7, 1, Mai 1930, Monaco.
- Ramaer, I. C.: De afsluiting en droogmaking der Zuiderzee. Tijdshrift van het Kon. Ned. Aardr. Gen. shap. 47, 4, 5, 1930.
- Ravn, H. O.: Les levés hydrographiques du Danemark. Rev. Hydr. 7, 1, Mai 1930, Monaco.
- Tonta, L.: La rédaction des levés hydrographiques. Rev. Hydr. 7, 1, Mai 1930, Monaco.
- Vaillaux, Camille: La question du courant de Humboldt. Rev. Hydr. 7, 1, Mai 1930, Monaco.
- Dannevig, Alf.: The Progation of our common fishes during the cold winter 1924. III. The waters of the norwegian Skagerrak coast. Report on norwegian and marine investigations III, Nr. 10.
- Gran, H. H. und Thompson, Th. G.: The Diatoms and the physical and chemical conditions of the sea water of the San Juan Archipelago. Publ. Puget Sound Biolog. Station Vol. 7, 1930.
- Weel, K. M. van: Der Oberflächen-Salzgehalt im Niederländischen Ostindischen Archipel. Ann. d. Hydr. 58, VI, 1930.
- Wiese, W.: Der Einfluß der Wassertemperatur des Barents-Meeres auf die Lufttemperatur in Nord-Europa. Ann. d. Hydr. 58, VI, 1930.
- Wüst, Georg: Meridionale Schichtung und Tiefenzirkulation in den westlichen Hälften der drei Ozeane. J. du Conseil intern. pour l'exploration de la mer Vol. V, Nr. 1, 1930.
- Mosby, O.: Strommalinger i fjordene ved Bergen. Bergens museums Arbok 1930, Nr.1.

5. Systematische und theoretische Untersuchungen

- Defant, A.: Ozeanographie. Schmidt-Ott-Festschrift „Aus 50 Jahren deutscher Wissenschaft“.
- Defant, A.: Die Bewegungen und der thermo-haline Aufbau der Wassermassen in Meereststraßen. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., phys.-math. Kl. 1930, 14, Berlin 1930.
- Ekman, V. W.: Über die Strommenge der Konsektionsströme im Meere. Lunds universitet Årskrift N. F. Ard 2 25, 6, 1930.
- Mc Ewen, George Francis: A mathematical theory of temperature and salinity in water under the action of radiation, conduction evaporation and mixing due to the resulting convection. Bull. of the Scripps Inst. of Oceanography Technica Series 1, 6.
- Lübke, E.: Vitesse du son dans l'eau de mer. Rev. Hydr. 7, 1, Mai 1930, Monaco.
- Neronoff, N. P.: Sur un mouvement continu irrotationnel à deux dimensions d'un liquide indefini en presence d'un obstacle fixe cylindrique. Bull. de l'inst. hydr. Nr. 25.

Tarassenko, S.: Über den Wärmeaustausch bei turbulenten Strömungen einer Flüssigkeit oder eines Gases. *Travaux de l'institut des recherches scientifiques à l'université d'état. Voronège 1929*, 3.

V. Physik der Atmosphäre

1. Statik und Dynamik

- Becker, R.: Untersuchungen über die Feinstruktur des Windes. *Met. Z. 47*, 183, Nr. 5, 1930.
- Becker, R.: Untersuchungen über den Feinbau des Windes mittels räumlicher Windfahnenfelder. *Beitr. z. Phys. fr. Atm. 16*, 271—288, Nr. 4, 1930.
- Ertel, H.: Die vertikale Druckverteilung in turbulenten Strömungen. *Met. Z. 47*, 222—227, Nr. 6, 1930.
- Holtzmann, M. J.: Zur Methodik der Untersuchung der mechanischen Windstruktur. *D. met. Jb. f. Bayern 1929*. 18 S. München 1930.
- Koschmieder, H.: Bemerkung zu P. Raethjen, Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum, III und IV. *Met. Z. 47*, 156, Nr. 4, 1930.
- Letzmann, J.: Cumulus-Pulsationen. *Met. Z. 47*, 236—238, Nr. 6, 1930.
- Letzmann, J.: Über die Einflüsse positiver und negativer Beschleunigung auf ortsfest rotierende Flüssigkeitssäulen. *Gerlands Beitr. 25*, 360—413, Nr. 3/4, 1930.
- Letzmann, J. und Wegener, A.: Die Druckerniedrigung in Tromben. *Met. Z. 47*, 165—169, Nr. 5, 1930.
- Palmén, E.: Die vertikale Mächtigkeit der Kälteeinbrüche über Mitteleuropa. *Gerlands Beitr. 26*, 63—78, Nr. 1, 1930.
- Reidat, R.: Gewitterbildung durch Kaltluft einbruch in der Höhe. *Beitr. z. Phys. fr. Atm. 16*, 291—297, Nr. 4, 1930.
- Walker, G. T.: On the mechanism of tornadoes. *Quat. J. Roy. Met. Soc. 56*, 59—66, Nr. 233, 1930.
- Wenk, F.: Änderung der Stabilität atmosphärischer Schichtungen bei adiabatischer Hebung. *Beitr. z. Phys. fr. Atm. 16*, 298, Nr. 4, 1930.

2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante

- Abbot, C. G.: The radiation of the planet earth to space. *Smithson Misc. Coll. 82*, Nr. 3. Washington 1929. 12 S.
- Ångström, A.: Aktinometrische Messungen und ihre Beziehung zu der Trübung der Atmosphäre. *Gerlands Beitr. 25*, 261—265, Nr. 3/4, 1930.
- Ångström, A.: Measurement and registration of the outgoing effective temperature radiation. *Arkiv för Met., Astr. och Fys. 22* B, Nr. 1, (Uppsala) 1930.
- Aurén, T. E.: Illumination from sun and sky in the neighbourhood of Stockholm in 1928. *Medd. Statens Met. Hydr. Anstalt 5*, Nr. 4, Stockholm 1930. 24 S.
- Becker, F. und Tapia, N.: Über abnormes Verhalten der atmosphärischen Extinktion. *Z. f. Phys. 58*, 742—748, 1929.
- Bennett, M. G.: The physical conditions controlling visibility through the atmosphere. *Quat. J. R. Met. Soc. 56*, 1—29, Nr. 233, 1930.
- Bernheimer, W. E.: Über den angeblichen Zusammenhang der Sonnenstrahlung mit der Fleckenhäufigkeit. *Met. Z. 47*, 190, Nr. 5, 1930.
- Brunst, D.: The transfer of heat by radiation and turbulence in the lower atmosphere London, *Proc. Roy. Soc. (A) 124*, 201, 1929.
- Corlin, A.: Messungen der Höhenstrahlungsintensität zwischen 55 und 70° nördlicher geographischer Breite. *Arkiv för Mat., Astr. och Fys. 22* B, Nr. 2, 1930.

- Curtiss, L. F.: The nature of cosmic radiation. *Phys. Rev.* **34**, 1391, 1929.
Kolhörster, W.: Verstärkung der Stromstöße bei Geiger-Müllerschen Zählrohren. *Naturw.* **18**, 567, Nr. 24, 1930.
Millikan, R. A.: History of research in cosmic rays. *Nature* **126**, 14—29, Nr. 3166, 1930.
Rossi, B.: Method of registering multiple simultaneous impulses of several Geiger's counters. *Nature* **125**, 636, Nr. 3156, 1930.
Tuve, M. A.: Multiple coincidences of Geiger-Müller tube-counters. *Phys. Rev.* **35**, 651, Nr. 6, 1930.
Weld, D.: The analysis of cosmic-ray observations. *Phys. Rev.* **35**, 295, Nr. 7, 1930.
Dammeyer, F.: Die ultraviolette Himmelsstrahlung in nördlichen Breiten. *Strahlen-therapie* **35**, 607—612, Nr. 3, 1930.
Dufton, A. F.: Integration of sunlight. *Nature* **125**, 635, Nr. 3156, 1930.
Falkenberg, G.: Apparatur zur Bestimmung des momentanen Wärmeaustausches zwischen Erde und Luft. *Met. Z.* **47**, 154—156, Nr. 4, 1930.
Falkenberg, G.: Prüfung der Konstanten der Ångströmschen Pyrgeometer. *Met. Z.* **47**, 181—183, Nr. 5, 1930.
Flach, E.: Über Lichtstreuung und Lichtreflexion bei Mattgläsern in Verbindung mit photoelektrischen Zellen. *Gerlands Beitr.* **25**, 290—326, Nr. 3/4, 1930.
Feussner, K. und Friedrichs, H.: Zum Trübungsfaktor. *Z. f. Geoph.* **6**, 159—171, Nr. 3, 1930.
Feussner, K.: Zur Ångström- und Smithsonian-Skala. *Met. Z.* **47**, 193, Nr. 5, 1930.
Goldie, A. H. R., Whipple, F. J. W.: Atmospheric light columns from artificial lights. *Nature* **125**, 743, Nr. 3159, 1930.
Gorczynski, L.: Quelques résultats de mesures de l'intensité du rayonnement solaire obtenues au Sahara en 1924—1926. „La Météorologie“ **5**, 1—13, 1929.
Harrison, T. H.: Photoelectric recording of daylight. *Nature* **125**, 704, Nr. 3158, 1930.
Hartleb, O.: Das Lichtforschungsinstitut am Allgemeinen Krankenhaus Hamburg-Eppendorf 1920—1930. Kurzer Bericht über seine Entwicklung und seinen Aufgabenkreis. *Z. f. techn. Phys.* **11**, 87—89, Nr. 3, 1930.
Hulbert, E. O.: Zodiacal light and the Gegenschein as phenomenon of the earth's atmosphere. *Phys. Rev.* **35**, 1098—1118, Nr. 9, 1930.
Kastrow, W.: Zur Frage der Abschwächung der Sonnenstrahlung in der idealen Atmosphäre. *Met. Z.* **47**, 140—145, Nr. 4, 1930.
Kalitin, N. N.: Bemerkungen über die spektrale Zusammensetzung des diffusen Lichtes während der Dämmerung. *Gerlands Beitr.* **25**, 348—359, Nr. 3/4, 1930.
Kopfmüller, A.: Verbessertes Graukeilphotometer. *Gerlands Beitr.* **26**, 61—62, Nr. 1, 1930.
Kopfmüller, A.: Verbessertes Graukeilphotometer. *Met. Z.* **47**, 233, Nr. 6, 1930.
Liana, F.: Über die Luftdruckabhängigkeit des Eichfaktors des Michelson-Marten-Aktinometers. *Etudes géophysiques VI. année*, Warschau 1929.
Dorno, C.: Kritik der Cadmiumzelle. *Strahlentherapie* **75**, 612—616, Nr. 3, 1930.
Linke, F.: Kritik der Cadmiumzelle. *Strahlentherapie* **35**, 62—72, Nr. 1, 1930.
Linke, F.: Über den Trübungsfaktor. *Met. Z.* **47**, 169—171, Nr. 5, 1930.
Mott-Smith, L. M.: Possibility of determining the energie of the cosmic β -particles by magnetic deflection. *Phys. Rev.* **35**, 1125, Nr. 9, 1930.
Nicol, H.: Atmospheric light columns from artificial lights. *Nature* **125**, 671, Nr. 3157, 1930.
Pace, H. L.: A note on the relationship between visibility and wind direction and between visibility and wind velocity at Holyhead. *Quat. J. Roy. Met. Soc.* **56**, 78—80, Nr. 233, 1930.
Pokrowski, G. J.: Über den Zusammenhang zwischen Intensität und Ablenkungswinkel bei molekularer Lichtzerstreuung. *Z. f. Phys.* **60**, 850—855, Nr. 11/12, 1930.

- Lord Rayleigh: Normal atmospheric dispersion as the cause of the „green flash“ at sunset, with illustrative experiments. London. Proc. Roy. Soc. (A) **126**, 311—318, Nr. 801, 1930.
- Richardson, L. F.: The reflectivity of woodland fields and suburbs between London and St. Albans. Quat. J. Roy. Met. Soc. **56**, 31—38, Nr. 233, 1930.
- Ruedy, R.: Das Licht des Nachthimmels und die grüne Linie 5577,3. Naturw. **18**, 401—411, Nr. 19, 1930.
- Ruedy, R.: Changes in the ozone concentration of the atmosphere. Phys. Rev. **35**, 295, Nr. 3, 1930.
- Toperczer, M.: Die Horizontalkomponente der Strahlung. Gerlands Beitr. **26**, 98—110, Nr. 1, 1930.
- Vološin, F. E.: The new ice pyrheliometer Preliminary statement. Bull. internat. de l'Acad. des sc. de Bohême 1929. Prag 1929.

3. Akustik

- Gutenberg, B.: Die dynamische Vergrößerung von Schallregistrierinstrumenten für andauernde Sinuswellen. Gerlands Beitr. **26**, 34—36, Heft 1, 1930.
- Kühl, W.: Über die Form der Fernschallwelle. Z. f. Geoph. **6**, 358—361, Heft 4—7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.
- Lübecke, E.: Moderne Probleme der technischen Akustik. Naturw. **18**, 239—244, Heft 11, 1930.

VI. Angewandte Geophysik

- Belluigi, A.: Introduzione alla geofisica mineraria: geomagnetico, sismica termica, geoelettricità. Rom, Ed. de l' Industria Mineraria. **8°**. 89 S.
- Belluigi, A.: Sulla misura di campi elettromagnetici di una corrente alternata impressa al suolo. Gerlands Beitr., Ergänzungshefte f. angew. Geoph., **1**, 4—8, Heft 1, 1930.
- Belluigi, A.: Gravimetria mineraria: sguardo generale ai vari metodi geofisici. Roma, Ed. de l' Industria Mineraria. **8°**. 75 S.
- Belluigi, A.: Sulla correzioni topografiche nei rilievi eötvösiani. Rom Atti **11**, 668—670, fasc. 7, 1930.
- Belluigi, A.: Sulla tectonica di alcune strutture profonde scoperte gravimetricamente nella pianura padana. Rom Atti (6) **11**, 468—471, fasc. 5, 1930.
- Don Leet, L.: Earth-vibrations from dynamite blasts. Nat. Res. Coun. Trans. American Geoph. Union **1929** and **1930**, S. 49—62, 1930.
- Ebert, A.: Aufsuchen von vergrabener Munition durch magnetische und elektrische Messungen. Gerlands Beitr., Ergänzungshefte f. angew. Geoph., **1**, 9—14, Heft 1, 1930.
- Geoffroy, P. and Perebaskine, B.: Erdmagnetische Untersuchungen in der Gegend von Saint Boës (Basses Pyrénées). Petroleum **26**, 10—11, Nr. 1, 1930.
- Grenet, G.: Sur les propriétés magnétiques des roches. Ann. d. Phys. (10) **13**, 263—348, 1930.
- Haalck, H.: Über die Ursache der erdmagnetischen Störung im Gebiet der Freien Stadt Danzig. Z. f. Geoph. **6**, 129—134, Heft 3, 1930.
- Harris, S.: Temperature changes between Torsion balance readings in the State of Texas. Z. f. Geoph. **6**, 171—172, Heft 3, 1930.
- Heiland, C. A., Henderson, Chas. W. and Malkovsky, J. A.: Geophysical investigations at Caribou, Colo. U.S. Bureau of Mines Techn. Paper Nr. 439. Washington 1929. 45 S.
- Heiland, C. A.: Possible causes of abnormal polarizations of magnetic formations. Z. f. Geoph. **6**, 228—235, Heft 4—7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.

- Japanese Hydrographic Department, Report on the Nippon Suirobu magnetometer.
(Comm. by S. Yonemura.) Jap. J. of Astr. a. Geoph. 7, 125—145, 1930. 9 Taf.
- Kaiser, A.: Beziehungen zwischen Erdmagnetismus und Karbon im Osnabrücker Lande. Gerlands Beitr. 25, 15—22, Heft 1, 1930.
- Koenigsberger, J.: Über geoelektrische Methoden mit direkter Stromzuleitung. Gerlands Beitr., Ergänzungsheft f. angew. Geoph., 1, 23—109, Heft 1, 1930.
- Koenigsberger, J.: Größenverhältnis von remanentem zu induziertem Magnetismus in Gesteinen; Größe und Richtung des remanenten Magnetismus. Z. f. Geoph. 6, 190—207, Heft 4—7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.
- Koenigsberger, I.: Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde durch Induktion. Phys. Z. 31, 487—498, Nr. 10, 1930.
- Lancaster-Jones, E.: The earth-resistivity method of electrical prospecting. The Mining Mag. 42, 352—355, Nr. 6, 1930.
- Noto, H.: Some experiments on the Earth current I. Jap. J. of Astr. a. Geoph. 7, 108—124, 1930. 14 Taf.
- Patton, R. S.: Echo-sounding. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, 236—240, 1930.
- Reich, H.: Über eine magnetische Anomalie am Lebasee in Ostpommern. Z. f. Geoph. 6, 207—216, Heft 4—7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.
- Rybár, St.: Eine neue Konstruktion der Eötvöschen Drehwaage. Math.-naturw. Anz. Budapest 46, 698—723, 1929. (Ungarisch; deutscher Auszug.)
- Schuh, F.: Die geologische Bedeutung der Schaffung einer Isanomalienkarte der magnetischen Vertikalsensitivität von Deutschland. Z. f. Geoph. 6, 235—248, Heft 4—7 (Ad.-Schmidt-Festschrift), 1930.
- Schulze, E. G.: Magnetische Vermessung einiger tertiärer Eruptivgänge und -stöcke im sächsischen Elbsandsteingebirge. Z. f. Geoph. 6, 141—156, Heft 3, 1930.
- Schlumberger, C. et M.: Sur la détermination électromagnétique du pendage des couches sédimentaires. CR. 190, 1064—1066, Nr. 18, 1930.
- Seblatnigg, H.: Magnetische Messungen in Berggießhübel. Gerlands Beitr., Ergänzungshefte f. angew. Geoph., 1, 110—116, Heft 1, 1930.
- Shaw, H.: A field test with a new seismograph. The Mining Mag. 42, 201—212, Nr. 4, 1930.
- Shaw, H.: The application of geophysics to mining, with special reference to the location of faults. Trans. of the Inst. of Mining Engineers 79, Part 2, 130—145, London 1930.
- Soule, Fl. M. and Ennis, C. C.: Sonic depth-finding on the Carnegie, Cruise VII. Nat. Res. Counc. Trans. American Geoph. Union 1929 and 1930, 264—274, 1930.
- Stearns, N. H.: Depth finding by magnetic triangulation. Engineering and Mining World 1, 246—249, Nr. 5, 1930.
- Stein, P.: Der gegenwärtige Stand der Tiefbohrtechnik. Naturw. 18, 519—526, Heft 22, 1930.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes

1. Kosmische Physik

- Armellini, G.: Sopra la teoria moderna dell' evoluzione delle stelle. Rom Atti (6) 11, 232—237, fasc. 3, 1930.
- Greinacher, H.: Inwieweit können Sonnenstrahlung und interstellare Materie die Bahn der Erde beeinflussen. Gerlands Beitr. 25, 327—335, Heft 3/4, 1930.
- Maris, H. B.: A theory of meteors. Terr. Mag. 34, 309—316, Nr. 4, 1929.
- Hulbert, E. O.: On the theory of the solar corona. Terr. Mag. 34, 322, Nr. 4, 1929.

2. Physik, Chemie

- Galerkin, B.: Contribution à la solution générale du problème de la théorie de l'élasticité dans le cas de trois dimensions. CR. **190**, 1047—1048, Nr. 18, 1930.
- Hagen, G.: Oscillazioni del pendolo libero fotografate. Rom Atti (6) **11**, 633—635, fasc. 7, 1930.
- Phillips, W.: A new method of measuring short time intervals by means of a direct reading instrument. J. scient. instr. **7**, 126—128, Nr. 4, 1930.
- Straneo, St. L.: Sul galvanometro a vibrazioni di Moll. Rom Atti (6) **11**, 472—477, fasc. 5, 1930.
- Tonolo, A.: Forma intrinseca delle equazioni dell' equilibrio dei mezzi elastici. Rom Atti (6) **11**, 247—250, 1930.

3. Mathematik

- Geronimus, J.: Sur une formule de Tchebycheff. Rom Atti (6) **11**, 275—278, fasc. 3, 1930.
- Pollak, L. W.: Die Rationalisierung und Mechanisierung der Verwaltung und Verrechnung geophysikalischen Zahlenmaterials. Das Lochkartenverfahren. Naturwiss. **18**, 343—349, Heft 16, 1930.

4. Meteorologie

- Haurwitz, D.: Bewegungen von Wirbeln mit vertikaler Achse und kreisförmigem Querschnitt. Z. f. Phys. **60**, 719—740, Nr. 11/12, 1930.
- Fleischer, R. und Teichmann, H.: Über den Einfluß von Stickoxyd auf die licht-elektrische Empfindlichkeit des Kaliums. Z. f. Phys. **60**, 317—319, Nr. 5/6, 1930.
- Rohn, W.: Bimetall. Z. f. Metallkde. **21**, 259—264, 1929. Ref. Z. f. Instrkde. **50**, 170, 1930.
- Cöller, L. R.: Some characteristics of photoelectric tubes. J. Opt. Soc. Amer. **19**, 135—145, 1929.
- Perucca, E.: Elementare Theorie der Elektrometer, insbesondere der Fadenelektrometer. Z. f. Instrkde. **50**, 257—267, Nr. 4, 1930.
- Tergusson, A.: Photo-electric cells. Nature **125**, 953, Nr. 3164, 1930.
- Angerer, E. v.: Landschaftsphotographien in ultrarotem und ultraviolettem Licht. Naturw. **18**, 361—364, Nr. 17, 1930.
- Sewig, R.: Die lichtelektrische Zelle als Meßinstrument. Z. f. Instrkde. **50**, 426—438, Nr. 7, 1930.
- Benndorf, H.: Über die Bewegung fester Körper in einer Flüssigkeit mit Reibung. Phys. Z. **31**, 593—610, Nr. 13, 1930.
- Ångström, A.: Die Variation der Niederschlagsgebiete bei der Passage von Regen-gebieten und einige Folgen betreffs der Struktur der Fronten. Met. Z. **47**, 177—180, Nr. 5, 1930.
- Bechhold, H.: Zur Vorgeschichte der Kolloid-Meteorologie. Naturw. **18**, 369, Nr. 17, 1930.
- Chatterjee, G. and Sur, N. K.: The thermal structure of the free atmosphere over Agra. Gerlands Beitr. **25**, 279—289, Nr. 3/4, 1930.
- Diesing, K.: Die Verwendung der äquipotentiellen Temperaturen im täglichen Wetterdienst. Ann. d. Hydr. **58**, 114—117, Nr. 4, 1930.
- Dorno, C.: Bioklimatische Probleme. „Bäder-Almanach“ **15**. Berlin, R. Mosse, 1930.

- Hasché, E.: Stand der bioklimatischen Forschung und Problemstellungen im Dienste der Heilkunde. *Strahlentherapie* **36**, 599—616, 1930.
- Köhler, H.: Untersuchungen über die Wolkenbildung auf dem Pärtetjåkko im August 1928 nebst einer erweiterten Untersuchung der Tropfengruppen. *Naturw. Untersuch. des Sarek-Gebirges in Schwedisch-Lappland* **2**, 77—128. Stockholm 1930.
- New recording anemometers. *Nature* **125**, 954, Nr. 3164, 1930.
- Shaw, N.: Geopotential and height in a sounding with a registering balloon. *Quat. J. Roy. Met. Soc.* **56**, 73, Nr. 233, 1930.
- Simpson, G. C.: Dynamische Meter. *Met. Z.* **47**, 125—126, Heft 4, 1930.
- Maurer, H.: Dynamische Meter. *Met. Z.* **47**, 228, Heft 6, 1930.
- Lauscher, F.: Dynamisches Meter. *Met. Z.* **47**, 228, Heft 6, 1930.
- Warren, E.: An exceptional whirlwind in Natal. *Nature* **125**, 890, Nr. 3163, 1930.
- Wigand, A.: Zählungen der Kondensationskerne auf dem Nordatlantik. *Ann. d. Hydr.* **58**, 212—216, Nr. 6, 1930.

5. Physiogeographie

- Schmitthenner, H.: Probleme der Stufenlandschaft. *Petermanns Mitt. Ergänzungsheft* Nr. 209 (Hermann-Wagner-Gedächtnisschrift), S. 97—110, 1930.

6. Verschiedenes

- Ault, J. P† 1881—1929. An Obituary v. H. D. Harradon. In Appreciation of his work v. F. D. Wright. In tribute of his memory v. H. W. Fisk. *Terr. Mag.* **34**, 273—280, Nr. 4, 1929.
- Ault, James Percy†. A biographical sketch of Captain James Percy Ault. Von H. D. Harradon. *Gerlands Beitr.* **26**, 1—4, Nr. 1, 1930.
- Barbieri, U.: Stazione astronomico-geodetica compiuta nel vertice di 1º ordine Eremo di Cherasco, nel luglio 1928. *Rom Atti (6)* **11**, 293—296, fasc. 3; 404—408, fasc. 4, 1930.
- Felix M. Exner†. Nachruf von V. Conrad. *Gerlands Beitr.* **25**, 257—260, Heft 3/4, 1930.
- Fleming, J. A.: The Carnegie's seventh cruise. *Gerlands Beitr.* **26**, 5—13, Heft 1, 1930.
- Fleming, J. A.: The last cruise of the Carnegie. *Terr. Mag.* **35**, 22—29, Nr. 1, 1930.
- Forschungsinstitute, ihre Geschichte, Organisation und Ziele. Unter Mitwirkung zahlreicher Gelehrter herausgegeben von Ludolph Brauer, Albrecht Mendelssohn-Bartholdy und Adolf Meyer, u. red. Mitarbeit von Johannes Lemcke. Bd. 1. Hamburg 1930 (Paul Hartung). 4º. 470 S.
- National Research Council. Transactions of the American Geophysical Union tenth annual meeting, April 25 and 26, 1929 and eleventh annual meeting, May 1 and 2, 1930 Washington, D. C. Washington, D. C. 1930. 8º. 314 S.
- Seismological conference at Pasadena. Report by Harry O. Wood. *Bull. Seism. Soc.* **19**, 228—234, Nr. 4, 1930.

Potsdam, Geodätisches Institut.

Rudolf Berger.

Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.

Konrad Büttner.

Berlin, Institut für Meereskunde.

Lotte Möller.

Geophysikalische Berichte

Álvaro R. Machado. Observat ria da Serra do Pilar. Breves notas hist ricas. Estado actual. Desenvolvimento. 175 S. Porto 1929. Scheel.

Paul S. Epstein. Innere Konstitution und Abplattungskoeffizient der Erde. Naturwissensch. 17, 729, 1929, Nr. 37. Goldschmidt (Oslo) gelangte zu folgendem Bilde über den inneren Aufbau der Erde: Die Erde besteht aus vier konzentrischen Schalen, die durch Diskontinuitätsflächen getrennt sind (Nature 124, 15, 1929). Verf. weist darauf hin, daß die von Goldschmidt angegebene Verteilung auch dem geophysikalischen Kriterium des Abplattungskoeffizienten standhält. Unter Wahrung der mittleren Erddichte von 5,52 und der von Goldschmidt gesteckten Grenzen werden einmal die Massen möglichst nach außen verlegt, zweitens möglichst nach dem Kern zu konzentriert. Für diese Grenzfälle werden die verschiedenen Dichten der vier Schalen berechnet. Die Abplattung ergibt sich in dem ersten Falle zu 1 : 282, in dem zweiten Falle zu 1 : (297,2 ± 1,0). Da der letzte Wert gut mit dem gemessenen Werte der Abplattung übereinstimmt, und da ferner die Abplattung ein empfindliches Kriterium für die Dichteverteilung darstellt, so schließt Verf., daß die Dichten der vier erwähnten Erdschalen nicht sehr von denjenigen Werten abweichen, die zur Berechnung des obigen Abplattungswertes 1 : 297,2 geführt haben. Auch für das Verhältnis der Hauptträgheitsmomente der Erde erhält man auf Grund der obigen zweiten Annahme über die Massenverteilung ein brauchbares Ergebnis. Beide Aussagen gelten indessen nur dann, wenn die von Goldschmidt angegebene Lage der Diskontinuitätsflächen nicht sehr korrigiert zu werden braucht.

Schmehl.

William Bowie. Au sujet des prismes verticaux de la Terre ayant même masse. C. R. 189, 350—352, 1929, Nr. 9. Es wird auf Ansichten hingewiesen, die in der Literatur über die Tiefe von vertikalen Prismen von gleicher Masse bestehen, die vornehmlich in der Theorie von der Isostasie und bei den isostatischen Reduktionen der Schwerkraftbeobachtungen eine Rolle spielen. Bei solchen Problemstellungen in der Lehre von der Isostasie, die Prismen von großer Tiefe zum Gegenstand haben, ist es angebracht, nicht Prismen, sondern Kegel oder Kegelst mpfe zu betrachten und diese entsprechend in Rechnung zu ziehen. Erwähnt wird das Ergebnis der isostatischen Lehre, das bewiesen hat, daß die Variationen der Dichte, die die Unregelm igkeiten der Erdoberfläche bestimmen, ihren Sitz in verh ltism äßig geringer Tiefe haben. Es scheint, daß das Arbeiten der unter der Erdkruste liegenden Massen mit dem eines Stromes verglichen werden mu , der einen ausgedehnten kontinuierlichen Druck im Laufe der geologischen Zeitalter aus bt.

Schmehl.

Corradino Mineo. Sur l'orientation de l'ellipse équatoriale terrestre. C. R. 189, 481—482, 1929, Nr. 14. M. Bossolasco und Th. Banachiewicz haben die Frage nach der Lage der Erd quatorellipse mit Hilfe von gewissen N herungsformeln behandelt. Unter Benutzung der von P. Pizzetti (Principi della teoria meccanica della figura dei pianeti, Pisa 1913, S. 66—73) angegebenen Methoden leitet Verf. erneut das von F. R. Helmert und anderen Autoren abgeleitete Ergebnis ab, daß zwischen den den Äquatorhalbachsen a und b ($a > b$) entsprechenden Schwerewerten g_a und g_b die Relation $g_a > g_b$ besteht. Schmehl.

Fritz Runkel. Wetternachrichtendienst. ZS. f. techn. Phys. 10, 411—413, 1929, Nr. 10. Verf. versucht, eine Übersicht über den deutschen und internationalen

Wetternachrichtendienst zu geben. Das gelingt ihm allerdings nur sehr unvollständig, da er wesentliche Teile der Organisation allem Anschein nach nicht kennt.

K. Keil.

H. Schmehl und W. Jenne. Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten von Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren. ZS. f. Instrkde. 49, 396—406, 1929, Nr. 8. Das Zweipendelverfahren, bei dem zwei einander gegenüberliegende Pendel gegeneinander schwingen und gleichzeitig beobachtet werden, hat nicht nur den bekannten Vorteil, das Mischwirken des Stativs auf ein Minimum herabzusetzen, auch bei Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten lässt es sich mit Vorteil verwenden. Im Vergleich zu dem bisher üblichen Einpendelverfahren wird die Beobachtungszeit auf die Hälfte herabgesetzt, die Genauigkeit der Konstantenbestimmung wird erhöht und die Ausführung der Reduktionen vereinfacht. Die Verff. haben an einem Vierpendelapparat des Geodätischen Instituts, Potsdam, die Bestimmung der Temperatur- und Luftdichtekonstante aller vier Pendel nach diesem von ihnen entwickelten Zweipendelverfahren ausgeführt. Nach einigen Angaben über für die Praxis der Pendelmessungen wichtige instrumentelle Neuerungen wird die Durchführung der Beobachtungen und ihrer Reduktionen eingehend dargestellt. Ausführliches, das eine der Pendelpaare betreffendes Zahlenmaterial trägt erheblich zum leichten Verständnis der Ausführungen bei. K. Jung.

Walter D. Lambert. Astronomical methods of determining the figure of the earth. Sill. Journ. (5) 18, 155—163, 1929, Nr. 104. Eine kurze Darstellung der astronomischen Methoden zur Bestimmung der Abplattung der Erde mit Betrachtungen über ihre Sicherheit und Genauigkeit. K. Jung.

Donald C. Barton. The torsion-balance in the determination of the figure of the earth. Sill. Journ. (5) 18, 149—154, 1929, Nr. 104. Es wird auf die Bedeutung von Drehwaagmessungen zur Ergänzung von Pendelmessungen und Lotabweichungsbestimmungen hingewiesen. Es ist nicht nur wichtig, durch Detailmessungen zwischen Pendel- und Lotabweichungsstationen genauere Kenntnis über das Gravitationsfeld zu erlangen, sondern auch mehr weitmaschige Messungen rund um eine vermessene oder zu vermessende Station können von Bedeutung sein, denn sie gestatten, durch Feststellung benachbarter Anomalien die Anwendbarkeit der Schwer- und Lotabweichungsmessungen für regionale Betrachtungen zu beurteilen, oder man kann, wenn die Erkundung mit der Drehwaage vor Festlegung der Pendel- oder Lotabweichungsstation ausgeführt ist, den hierfür günstigsten Ort nach den Ergebnissen der Drehwaagmessungen auswählen. K. Jung.

G. Bomford. Variation of Latitude with the Moon's Position. Nature 128, 873, 1929, Nr. 3110. Im Oktober und November 1926 in Dehra Dun (Indien) ausgeführte Breitenbeobachtungen lassen eine auffällige, etwa 14tägige, dem Alter des Mondes entsprechende Periode erkennen, während eine etwa tägliche, der Höhe des Mondes entsprechende Periode nicht zu erkennen ist. Zwei Figuren verdeutlichen die Ergebnisse. K. Jung.

Charles F. Brush. Gravitation. Proc. Amer. Phil. Soc. 68, 55—68, 1929, Nr. 1. Ätherwellen mit Frequenzen von der Größenordnung 10^{27} sollen die Ursache der Gravitation und einer geringen Wärmeerzeugung in allen Körpern sein. Die Energie dieser kurzen Ätherwellen wird von verschiedenen Körpern ver-

schieden stark absorbiert, weswegen die Gravitation verschieden stark auf sie wirkt und die Wärmeerzeugung in ihnen verschieden ist. Der Verf. stellt bei verschiedenen Substanzen verschiedene Fallgeschwindigkeit im Gravitationsfeld der Erde und verschiedene Wärmeerzeugung fest, und zwar ist eine geringere Fallbeschleunigung stets mit stärkerer Wärmeerzeugung verbunden. *K. Jung.*

P. M. Nikiforov. Ein neuer Typus des Gravitationsvariometers mit kurzer Periode. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 308—316, 1927 (russisch). Es wird eine kurze Beschreibung des vom Verf. konstruierten Apparats gegeben. Eine gewöhnliche Torsionswaage, bestehend aus einem leichten horizontalen Waagebalken mit zwei Gewichten (auf verschiedenen Niveaus), der an einem etwa 2 cm langen Faden hängt (Periode der Torsionsschwingungen gleich 5 Min. 4 Sek.). Der Apparat ist in ein Schutzgehäuse mit dreifachen Wänden aus Duralumin gebracht. Die Gleichgewichtslage des Waagebalkens wird nach seinen äußersten Ausschlägen bestimmt. Das Ablesen erfolgt visuell mittels einer besonderen Vorrichtung, die nach Mitteilung des Verf. den Drehwinkel des Waagebalkens mit einer Genauigkeit von $5,5 \cdot 10^{-6}$ zu bestimmen gestattet. Die effektive Empfindlichkeit in Beziehung auf den Gradienten der Vertikal-komponente wird vom Verf. auf $1,0 \cdot 10^{-9}$ CGS eingeschätzt. Die Drehung des Instruments in den neuen Azimut geschieht mit der Hand. Die Beobachtung eines jeden Punktes erfordert 30 bis 40 Minuten. Der Apparat ist auf einem Holzdreifuß montiert. Um die Masse des Beobachters vom Apparat fernzuhalten, soll er in halbliegender Stellung, ausgestreckt auf einem unter 45° zum Horizont geneigten weichen Kissen, mit den Füßen weg vom Instrument, die Beobachtung durchführen. Der Apparat ist in der mechanischen Werkstatt des Physikalisch-Mathematischen Instituts der Akademie der Wissenschaften angefertigt. Der Verf. führt in 18 Paragraphen die Vorzüge des neuen Instruments im Vergleich zu den älteren Konstruktionen an.

M. Polikarpov.

G. Kusminov. Über relative Schwerkraftbestimmung in Moskau im Jahre 1926. Russ. Astron. Journ. 4, 225—229, 1927 (russisch). Mit Hilfe eines Vierpendelapparats (System Stückrath, Bamberg) hat der Verf. die Schwerkraftbeschleunigung in Moskau, Große Jakimanka 44, bestimmt. Als Ausgangspunkt diente das astronomische Observatorium der Universität. Koordinate der Station: $\varphi = 55^\circ 43,8'$; $\lambda = 37^\circ 36,9'$; $h = 140$ m. Der beobachtete Wert ist $g = 981,536 \pm 0,0016$; mit Freiluftreduktion nach Bouguer ist $g_0'' = 981,565$. Der Normalwert der Schwerkraft für die angeführte Breite ist laut Helmerts Formel (1901) $\gamma_0 = 981,566$.

M. Polikarpov.

W. Abold. Ergebnisse der 1916 bis 1918 auf der Tomsker Gravitationsstation angestellten Beobachtungen über Deformationen der Erde und dem Anziehungseinfluß von Sonne und Mond. Nachr. d. Phys.-Mathem. Inst. Irkutsk 2, 169—201, 1927 (russisch). Es werden Beobachtungsergebnisse von Horizontalpendeln für den Zeitraum vom 24. Juli 1916 bis 4. Mai 1917 angeführt. Infolge äußerst ungünstiger Beobachtungsverhältnisse auf der Tomsker Geodynamischen Station während des Sommers 1917 wird der die Beobachtungen für diesen Zeitabschnitt enthaltende Teil des Materials vom übrigen natürlich abgesondert. Infolge von Unterbrechungen wurde der Verf. veranlaßt, seine Beobachtungen nach der von A. Orlov modifizierten Methode von G. Darwin zu bearbeiten. Um einen Maßstab für die Zuverlässigkeit der durch wenig zahlreiche Beobachtungen erhaltenen Ergebnisse zu schaffen, wurde die Methode der kleinsten Quadrate angewandt. Dem Verf. gelang es,

die Elemente der M_2 -Welle (Mondglied) zuverlässig zu bestimmen. Nach A. Orlov verringert sich, je größer die Entfernung vom Ozean, der Unterschied zwischen den mittels im Meridian und in der ersten Vertikale aufgestellter Pendel gefundenen Werten von β (Verhältnis der beobachteten Amplitude zur theoretischen). Beobachtungen in den Jahren 1912/13 in Potsdam und Dorpat mit einem im Meridian aufgestellten Pendel ergaben einen höheren Koeffizienten, wogegen auf der Tomsker Station ein in der ersten Vertikale aufgestelltes Pendel einen höheren Wert für β ergab. Diese Erscheinung schrieb A. Orlov der geringeren Genauigkeit der Tomsker Beobachtungen zu und meinte, daß die Beobachtungen mit beiden Pendeln gleiche Werte für β ergeben. Die Beobachtungen von 1916/17 ergaben für β (auf Grund der M_2 -Welle) fast die gleichen Werte wie 1912/13, so daß der Verf. geneigt ist, die erwähnte Abweichung für β für vollständig reell zu halten. Die Frage über die Ursache dieser Abweichung blieb ungelöst.

M. Polikarpov.

Arthur Holmes. Ore-lead and Rock-lead and the Origin of certain Ore Deposits. Nature 124, 477–478, 1929, Nr. 3126. Setzt man das Verhältnis Th/U mit dem Durchschnittswert 2,2 für mittlere Gesteinsproben, dann erhält man unter Berücksichtigung des gebildeten Ac-Bleies und des Packungseffektes für das Atomgewicht des Bleies radioaktivem Ursprungs einen Wert von etwa 206,9. In Erzgängen findet man aber Blei mit dem Atomgewicht 207,2, und zwar unabhängig vom Alter des Gesteins; wird dieses als natürliches Blei angesprochen, so würde eine 1:1-Mischung mit radioaktivem Blei ein Atomgewicht 207,05 erwarten lassen. In der Tat wurde an Blei, das beim Vesuvausbruch 1906 ausgeworfen wurde, genau dieser Atomgewichtswert gefunden. Bezuglich der daraus gezogenen Schlüsse muß auf das Original verwiesen werden.

K. W. F. Kohlrausch.

F. Linke. Die Strahlungsausgleichstemperatur des Erdbodens. Meteorol. ZS. 46, 168–171, 1929, Nr. 5. Ein „isolierter schwarzer Körper“, dem keine sonstigen Energiequellen Wärme zuführen, würde unter dem Einfluß des ganzen oder teilweise abgeblendeten Himmels eine „Strahlungsausgleichstemperatur“ annehmen. G. Falkenberg hat diese Temperatur durch eine künstlich gekühlte Thermosäule verwirklicht, deren Temperatur beim Galvanometerausschlag Null beobachtet wird. Zur Theorie dieser Größe denkt sich Linke die Atmosphäre als halbkugelförmiges Sieb von der Temperatur $T' = T - \Delta T$ und der Durchlässigkeit q . T ist die Bodentemperatur, ΔT und q sind Funktionen der Zenitdistanz z . Für $z = 90^\circ$ wird q und $\Delta T = 0$. Beim Thermostrom 0 wird die Ausstrahlung $E = \sigma(T - \delta T)^4$ kompensiert durch die Gegenstrahlung $(1 - q) \cdot \sigma \cdot T'^4$, wo δT die am Thermoelement anzubringende Temperaturdifferenz gegen die Außenluft ist. Es gilt dann:

$$4(\Delta T - \delta T)(1 - q) + q \cdot (T' - \delta T) = 0.$$

Man erhält so eine Beziehung zwischen der beobachteten Abkühlung δT , der effektiven Strahlungstemperatur der Atmosphäre $T' = T - \Delta T$, und der Durchlässigkeit q . Die Gleichung gilt für zirkumzenitale Strahlung; für die ganze Halbkugel gilt:

$$\delta T_h = \frac{\frac{8}{3} - 2q}{4 + 2\frac{1}{3}q} \Delta T + \frac{\frac{2}{3}q \cdot \Delta T}{4 + 2\frac{1}{3}q}.$$

Nach der Theorie muß δT im Sommer größer sein als im Winter, ferner muß für plausible Durchlässigkeiten ($q = 0,1$ bis $0,2$) δT_h rund $\delta T/2$ werden, was allerdings Falkenbergs Messungen nicht bestätigen. Linke vermutet hier Fehler der Beobachtung bzw. der Apparatur. Die Methode Falkenbergs und

die Strahlungsausgleichstemperatur sind aber grundsätzlich wichtig für die Meteorologie, da die effektive Strahlungstemperatur $T - \Delta T$ und die Durchlässigkeit q dadurch bestimbar sind.

R. Mügge.

A. Sludsky. Über Erdbeben in der Krim. Bull. d. Hydrometeorol. Zentrale f. d. Schwarze und Asovsche Meer (Feodossia) Nr. 27, 1927 (russisch). Der Verf. versucht, einen Katalog der Erdbeben in der Krim anzufertigen. Trotz der Unvollständigkeit der angeführten Tabellen ist aus ihnen zu ersehen, daß die Erdbeben in der Krim zweierlei Art sind: 1. solche mit einem Epifokalgebiet im Gebiet des südlichen Küstenstriches (oder auf dem Meeresgrund der Südküste gegenüber), z. B. die Erdbeben von 1869, 1872 und 1927, und 2. solche mit einem Epifokalgebiet in Rumänien (Jassy—Bukarest), die Südrußland umfassen und deren äußerste Grenzen für unmittelbar fühlbare Erschütterungen die Krim ist, z. B. die Erdbeben von 1790 und 1838. Kaukasische Erdbeben neigen augenscheinlich nicht zur Ausbreitung über die Krim. Die Erdbeben in der Krim haben einen tektonischen Charakter; der Verf. versucht die beobachteten seismischen Erscheinungen mit der Tektonik der Gebiete in Einklang zu bringen.

M. Polikarpov.

A. W. Wosnesensky. Die Erdbeben von 1927 in der Krim. Priroda 1927, S. 958—974 (russisch). Der Verf. gibt eine vorläufige Zusammenstellung des sich auf die Erdbeben vom 26. Juni und 12. September 1927 in der Krim beziehenden Materials. Er konstruiert Isoseisten der beiden Erdbeben (nach der Skale von Rossi-Forel). Die Isoseiste 6° umfaßt den südlichen Teil der Krim. Die Erdbebenherde liegen im Meere; vorläufige Koordinate des Erdbebenherds vom Juni sind: $44^{\circ} 30'$ Breite und $35^{\circ} 50'$ Länge, desjenigen vom September $44^{\circ} 30'$ und $35^{\circ} 10'$. Das Erdbeben hat einen tektonischen Charakter.

M. Polikarpov.

T. P. Kravetz. Über den Zusammenhang der Erdbeben mit den Polhöhen schwankungen. ZS. f. angew. Geophys. 3, 221—224, 1927 (russisch). Der Verf. weist auf einen diese Frage betreffenden Fehler in Spitalers Berechnungen hin und führt aus, daß die seismische Wirkung der Polhöhen schwankungen verschwindend gering sein muß.

M. Polikarpov.

Naomi Miyabe. On the Fluctuation of the Zone of Macroseismic Activity in the Pacific Ocean. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 243—245, 1929, Nr. 6. Es wird eine geringe Westwärtswanderung von im Pazifik liegenden Herden der in den Jahren 1906 bis 1925 aufgetretenen Großbeben festgestellt. Auf eine demnächst erscheinende ausführlichere Veröffentlichung (Bull. Earthquake Res. Inst. 7, Nr. 2) wird hingewiesen.

K. Jung.

Rocco Sereni. Problemi sulla deformazione simmetrica del suolo elastico. Rend. Lomb. (2) 62, 143—155, 1929, Nr. 1/5.

Scheel.

I. Bachurin. Das Magnetfeld der Körper von regelmäßiger Form vom Standpunkt der Magnetometrie. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 148—258, 1927 (russisch). Es wird ausführlich das Problem des Magnetfeldes eines unendlich langen elliptischen Zylinders durchgearbeitet. Ist die größere Querschnittsachse des Zylinders vertikal, so ist nach dem Verf. in einigen Fällen die Wirkung eines solchen Zylinders Lagerungen mit vertikalem Fallen gleich; ist die größere Querschnittsachse horizontal, so haben wir eine Lagerung mit horizontalem Gefälle vor uns. Im zweiten Kapitel wird das Magnetfeld solcher

vertikaler und horizontaler Lagerungen besprochen, wenn das Magnetisierungsfeld längs der größeren Querschnittssachse gerichtet ist. Kapitel III ist der Analyse der Lagerungen für den Fall, wenn das magnetisierende Feld keiner der Hauptquerschnittssachsen parallel ist, gewidmet. In fünf Beilagen werden Hilfstabellen und Diagramme für die obenerwähnten Fälle von Lagerung eines unendlich langen elliptischen Zylinders und bei verschiedenen Richtungen der magnetisierenden Kraft angeführt. Die besprochene Arbeit stellt einen Teil der ausgedehnten Untersuchungen des Verf. dar, die den Berechnungen von Magnetfeldern der Körper von verschiedener Form gewidmet und zum Teil schon im Druck erschienen sind (s. Lieferung 1 und 2 der „Nachrichten des Instituts für angewandte Geophysik“).

M. Polikarpov.

H. Reich. Einige Bemerkungen zur Frage der Ursachen der magnetischen Störungen in Ostpreußen. Schriften d. Königsb. Ges. 65, 160 — 162, 1928, Nr. 3/4. Es wird erneut der Standpunkt vertreten, daß die klastischen Diluvialgesteine Ostpreußens trotz ihres Reichtums an kristallinen Geschieben nirgends erheblichere magnetische Anomalien als 50γ hervorbringen können. Die großen Störungen sollen vielmehr auf Materialverschiedenheiten des tieferen Untergrundes zurückgehen, etwa auf Züge basischer und sonstiger magnetit-reicher Gesteine oder gar auf eigentliche Magnetitlagerstätten zwischen magnetitärmeren kristallinen Gesteinen.

J. Bartels.

H. Reich. Magnetische Messungen im Harz. Sitz.-Ber. Preuß. Geolog. Landesanst. Berlin 4, 25 — 28, 1929. Der Harzkörper einschließlich des Rambergmassivs ist nur schwach negativ magnetisch gestört. Im Südosten des Gebirges liegen aber kräftige positive Störungen, die ihren Höhepunkt an der Saale bei Friedeburg und südöstlich des Kyffhäuser erreichen. Die Kossmatsche Deckentheorie wurde am Elbingeroder Fenster geprüft. Das Elbingeroder Eisenlager ist kräftig magnetisiert; flache Überschiebungen ließen sich magnetisch 600 m weit nachweisen, aber nicht entfernter. Der Kerngranit des Brockens und der größte Teil der Randgranite ist unmagnetisch und wohl auch nicht stark magnetisierbar. In der Randzone finden sich aber einige begrenzte, starke Anomalien an Klippen, die von Blitzschlägen magnetisiert sind. Stärkere Anomalien (bis 1000 und 4000γ in der Vertikaintensität) decken sich mit der oberirdisch bekannten Verbreitung der basischen Eruptiva.

J. Bartels.

H. Reich und W. Wolff. Über das magnetische Verhalten verschiedener Harzgesteine. Centralbl. f. Min. (B) 1929, S. 153 — 160, Nr. 5. Die Roteisensteinlager bei Hüttenrode ergeben überraschend hohe Störungswerte (Amplitude 2000γ) infolge der Anwesenheit der magnetischen Modifikationen von Fe_3O_8 und von Magnetit. Die paläozoischen Sedimente des Harzes, sowie die Tiefengesteine des Brockens und des Rambergs sind nur schwach magnetisch, mit Ausnahme des Diorits (700γ), dessen Wirkung auch die der Diabase und Keratophyre übertrifft. Melaphyr ist nur schwach magnetisch,

J. Bartels.

M. Grotewahl. Die magnetische Aufnahme der Ostsee mit dem eisenfreien Schiff „Cecilie“. ZS. f. Geophys. 5, 255, 1929, Nr. 5/6. Der estnische Staat vermisst die Ostsee magnetisch mit dem eisenfreien Segelschiff „Cecilie“, das 1923 unter von Gernets Leitung gebaut wurde. Gemessen werden D mit einem Plathschen Kompaß (durchschnittlicher Fehler bei Seemessungen $5,7'$ mit Diopter, $3,5'$ mit Schattenstift), H mit einem Bidlingmaierschen Doppelkompaß (Fehler 33γ), Z mit einem umgebauten russischen Vertikaldeflektor

(Fehler 32 bis 96 γ). Die Stationen liegen in etwa 15 Seemeilen Abstand von einander, in gestörten Gebieten (Moonsund) 5 Seemeilen. Die alljährlichen Messungen konnten bereits die magnetischen Karten des Finnischen, Bottnischen und Rigaschen Meerbusens wesentlich verbessern.

J. Bartels.

Motonori Matuyama. On the Direction of Magnetisation of Basalt in Japan, Tyōsen and Manchuria. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 203—205, 1929, Nr. 5. 38 Proben von 12 verschiedenen Fundorten wurden bisher genauer untersucht und bei vielen Deklinationen gegen 180° und große Inklinations entgegengesetzten Vorzeichens gegenüber der heutigen gefunden. Eine andere Gruppe ergab ungefähr der heutigen Richtung des erdmagnetischen Feldes in jenen Gegenden entsprechende Deklinationen und Inklinations. Auch zwischen beiden Gruppen liegende Werte mit östlichen Deklinationen und sehr großen Inklinations ($> 70^\circ$) kommen vor. Das Alter der ersten Gruppe wird mioän bis altquartär geschätzt, das der zweiten Gruppe jünger. Die Änderungen der relativen Lage der magnetischen Pole und des fraglichen Teiles der Erdkruste müssen also relativ jungen Datums sein. Die Ergebnisse erscheinen dem Referenten im Hinblick auf die Wegener'sche Theorie bedeutsam. Kirsch.

F. Schindelhauer. Elektromagnetische Störungen. II. Elektr. Nachr.-Techn. 6, 231—236, 1929, Nr. 6. Die vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung der Arbeit des Verf. in Elektr. Nachr.-Techn. 5, 442, Nr. 11. Die dort mitgeteilten Ergebnisse werden ergänzt. Zur Erklärung des von dem registrierenden Peilapparat gelieferten Beobachtungsmaterials werden im Grunde zwei verschiedene physikalische Erscheinungen herangezogen. Die eine ist der sogenannte Ringstrom in großen Höhen (~ 100 km), wo die Elektronen infolge ihrer großen freien Weglänge und großen Geschwindigkeit viele Male ungehindert das magnetische Kraftfeld der Erde umkreisen können. Ferner die untere „ionisierte Tagesschicht“ (~ 50 km), deren Ionisation hauptsächlich durch die Sonnenstrahlung verursacht wird. Tagsüber liegt also diese „ionisierte Tagesschicht“ unter dem Ringstrom und blendet so einerseits die Wirkungen des Ringstromes ab, andererseits gibt sie selbst Anlaß zu Störungen, die jetzt aber vorzugsweise in Richtung des magnetischen Meridians verlaufen, da bei der relativ geringen Höhe die freien Weglängen der Ionen klein sind und diese so einfach den magnetischen Kraftlinien folgen. Somit hat man also insgesamt folgendes Bild: In den Nachtstunden ein ausgesprochenes Störungsmaximum senkrecht zum magnetischen Meridian (Ringstrom), das in den Tagesstunden mehr und mehr zurücktritt zugunsten des sich nur mehr verstarkenden Maximums in nord-südlicher Richtung (Tagesschicht). Dieses Tagesmaximum zeigt sich entsprechend der erhöhten Sonnenstrahlung bei südlicheren Stationen verstärkt. Der Übergang zwischen den beiden Extremallagen zeigt interessanterweise ein verschiedenes Verhalten im Sommer, Frühjahr und Herbst einerseits und im Winter andererseits. Während im Winter das Entstehen und Verschwinden der Tagesstörungen in derselben Weise vor sich geht, ein einfaches „Herauswachsen“ aus der Ost-Westrichtung, dreht sich zu den anderen Jahreszeiten das Nord-Südmaximum beim Verschwinden langsam in die Ost-Westrichtung hinein. Dies wird damit erklärt, daß zwischen den beiden Schichten ein weitgehender elektrischer Ausgleich stattfindet, der vormittags und im Winter auch nachmittags nicht besteht. Auch der Einfluß der Neigung der magnetischen Achse der Erde gegen ihre Rotationsachse läßt sich im täglichen Gang der Richtung der Störungen erkennen. In Anbetracht der Wichtigkeit der Untersuchungen nicht nur für die Wissenschaft (Erdmagnetismus, Luftelektrizität), sondern vor allem auch für die Technik (Kurzwellenverkehr) stellt der Verf. weitere Versuche in Aussicht. G. Fansenau.

Ross Gunn. A new electromagnetic effect and its application to a theory of the permanent magnetic field of the sun and earth. Phys. Rev. (2) 33, 1074, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Untersuchung der Bewegungen von Ionen, die sich um ein angelegtes Magnetfeld winden, zeigt, daß ein zweifacher Effekt entsteht: 1. ein diamagnetischer Effekt, der von der Feldstärke abhängt, 2. eine systematische Ionendrift, die von dem Gradienten des Feldes abhängt. Die Ionendrift wird betrachtet und Formeln für die Stromdichte erhalten. Unter der Voraussetzung radialer Symmetrie und eines geschlossenen Kreises fließt ein Strom in einer solchen Richtung, daß er die Inhomogenität des angelegten Feldes vermindert und den totalen, durch den Stromkreis umschlossenen Fluß vermehrt. Eine Anwendung auf die Sonne zeigt, daß westwärts gerichtete Ströme in der Sonnenatmosphäre fließen, die das beobachtete magnetische Moment erklären. Diamagnetische Daten weisen jedoch darauf hin, daß der beobachtete Wert $1/230$ des wirklichen Wertes ist. Der Sitz der größten Ströme scheint in der Gegend kleiner freier Weglängen, d. h. im Innern der Sonne zu sein. Ähnliches gilt für die Erde, und die richtigen magnetischen Momente werden in jedem Falle gefunden, wenn der mittlere Gradient gleich dem an der Oberfläche beobachteten genommen wird und wenn die mittlere freie Weglänge der Ionen etwa 10^{-6} cm ist. Danach entsteht das magnetische Feld aus der thermischen Energie der Sonne und Erde und hat keine direkte Beziehung zu ihrer Rotation.

G. Herzberg.

A. S. Eve, D. A. Keys and F. W. Lee. Penetration of Rocks by Electromagnetic Waves. Nature 124, 178–179, 1929, Nr. 3118. Die Verff. nehmen Bezug auf frühere Veröffentlichungen über diesen Gegenstand und äußern ihre Bedenken, daß die zugrunde liegenden Versuche durch das Vorhandensein von installierten Leitungen, Schienen usw. einschneidend gefälscht seien. Um die noch vorliegenden Zweifel zu beheben, führten sie Versuche in der Mannmuthöhle in Kentucky aus, die ohne störende Leitungen war. Intensitätsbeobachtungen wurden über und unter der Felsschicht gemacht, es handelte sich um Mächtigkeiten in der Größenordnung von 100 Fuß. Rundfunk und Langwellenstationen konnten gut empfangen werden. Ferner wurden in einer horizontal liegenden Spule Wechselfelder von 100 bis herab zu 0,5 kHz erzeugt. Die Wellen niederer Frequenz schienen erheblich besser durch die Sandsteinfelsen zu gehen. Die Versuche werden fortgesetzt.

W. Pupp.

Carl Størmer. The Spectrum of Sunlit Aurora Rays as compared with the Spectrum of Lower Aurora in the Earth's Shadow. Nature 124, 263–264, 1929, Nr. 3120. Auf Veranlassung Størmers hat Moxnes Spektrogramme des Nordlichts am 15. und 16. März und am 16. und 17. April 1929 gemacht. Bei der Auswertung der Aufnahmen mit einem Mollphotometer ergab sich, daß die grüne Nordlichtlinie 5577, verglichen mit den Linien 4728 und 3914, in dem Teil des Nordlichts, der von der Sonne beschienen war, ganz beträchtlich schwächer war als in dem Teil, der im Erdschatten lag. Die Mitteilung ist eine vorläufige. Genauere Untersuchungen sollen folgen.

Frankenberger.

G. Allverti e A. Rostagni. Misure di elettricità atmosferica. S.-A. Atti di Torino 63, 277–286, 1928. Die Verff. haben im August 1926 und 1927 Messungen des Potentialgefälles und der Stromstärke auf dem Col d'Olen (2900 m) mittels der von Lutz abgeänderten Apparatur nach C. T. R. Wilson durchgeführt. Es wird zunächst festgestellt, daß die aus Strom und Gefälle berechnete Leitfähigkeit gleich der Summe der nach Gerdien gemessenen unipolaren Leitfähigkeiten ist. Sodann werden Diagramme für den Verlauf von Strom und

Gefälle am 10. und 11. August 1927 gegeben, wobei insbesondere der inverse Gang zwischen Leitfähigkeit und Feuchtigkeit deutlich hervortritt. Einige Messungen wurden auch am 14. August 1926 in 4556 m Höhe auf dem Monte Rosa ausgeführt; bei einem Gefälle von 3500 Volt/m ergab sich eine Leitfähigkeit von 5 bis $6 \cdot 10^{-4}$ elst. Einh., die nicht höher war als die gleichzeitig am Col d'Olen gemessene.

K. Przibram.

Daizô Nukiyama and Hisashi Noto. On the Electrification of Water Drops. S.-A. Jap. Journ. Astron. 6, 41–61, 1928, Nr. 1. Die Verff. untersuchen die Aufladung von Wassertropfen, die aus einem Tropf kollektor austreten. Sie ergibt sich als abhängig von der Leitfähigkeit der austropfenden Flüssigkeit, von der beim Auffallen der Tropfen entstehenden Raumladung, von der Be strahlung des Kollektors mit ultraviolettem Lichte und vom Wasserfall effekt. Diesen letzteren Effekt glauben die Forscher durch Zusammenwirken von Gas und Flüssigkeit erklären zu müssen. Sie suchen daher, entgegen den neueren Ergebnissen von Ph. Lenard, die beiden Belegungen der Doppelschicht nicht im Innern der Flüssigkeit, sondern nach ihrer Auffassung ist der Sitz der negativen Belegung an der Wasseroberfläche und der der positiven in Luft. *Frankenberger.*

Daizô Nukiyama. On the Accumulation of Electric Charge on Thunder clouds. S.-A. Jap. Journ. Astron. 6, 63–69, 1928, Nr. 1. Der Verf. gibt an Hand der in der vorstehenden Arbeit gewonnenen Auffassung folgende Erklärung der Aufladung von Gewitterwolken: Wird ein Tropfen zerteilt oder wächst er durch Kondensation, so wird die gesamte Oberfläche größer. Soll die Potentialdifferenz der Doppelschicht die gleiche bleiben, so muß negative Ladung aus dem Innern an die Oberflächenbelegung des Tropfens und positive Ladung von außen an die positive Belegung in Luft wandern. So bleibt eine positive Ladung im Innern des Tropfens und eine negative Raumladung in Luft zurück. Beide Ladungen haben den gleichen Betrag. Fallen nun solche Tropfen mit positiver Ladung aus der Wolke heraus, so überwiegt in dieser die negative Raum ladung, die dann durch Influenzwirkung auf die fallenden Regentropfen immer weiter steigen kann. Die fallenden Tropfen sollen in tieferen Schichten Wolken mit positiver Ladung bilden können. Die Arbeit schließt mit einer Angabe, wie man die im Innern von Regentropfen befindliche Ladung messen kann.

Frankenberger.

W. Bothe und W. Kolhörster. Das Wesen der Höhenstrahlung. ZS. f. Phys. 56, 751–777, 1929, Nr. 11/12. Zwei Geiger-Müller-Zählrohre aneinander gestellt, geben unter der Einwirkung der Höhenstrahlung einen erheblichen Bruchteil von Ausschlägen, welche gleichzeitig in beiden Zählrohren eintreten. Ihre Häufigkeit und Abhängigkeit von der Lage der beiden Zählrohre zeigt an, daß die Koinzidenzen bei Durchsetzen einzelner Korpuskularstrahlen durch beide Zählrohre entstehen. Das Durchdringungsvermögen dieser Korpuskular strahlen wird an absorbierenden Schichten zwischen beiden Rohren durch die Abnahme der Koinzidenzen gemessen. Diese Korpuskularstrahlung wird ebenso wie die Höhenstrahlung absorbiert. Dies sowie die anderen Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß die Höhenstrahlung, soweit sie sich in den bisher beobachteten Erscheinungen äußert, korpuskularer Natur ist. Es werden ihre voraussichtlichen Eigenschaften aus diesem Gesichtspunkt erörtert. *Kolhörster.*

K. Wölcken. Bericht über den jetzigen Stand der Untersuchungen über die durchdringende Höhenstrahlung. ZS. f. Geophys. 5, 151–159, 1929, Nr. 3/4. Kurzer Bericht über die in den Jahren 1928 bis etwa Juli 1929 erschienenen Arbeiten über Höhenstrahlung. *Kolhörster.*

L. N. Bogojavlensky und A. A. Lomakin. Versuche mit durchdringenden Erdstrahlungen. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 87–112, 1927 (russisch). Verschiedenerorts (im Katukasus, in Leningrad und anderen mehr) wurden Messungen mittels eines tragbaren, allerseits von einem Bleigehäuse geschützten Elektrometers ausgeführt; im Bleigehäuse war unten eine Öffnung angebracht, durch die die Strahlung in das Elektrometer gelangte. Die Verff. beobachteten: 1. eine starke Änderung der Strahlungsintensität je nach dem Beobachtungsort, insbesondere an Orten mit reichem Radiumgehalt (um 100 % auf einige Meter Entfernung); 2. eine konstante Intensität in ein und denselben Punkten im Verlauf von drei Jahren, und die Unabhängigkeit der Intensität von meteorologischen Verhältnissen und von Schwankungen des Emanationsgehalts in der Luft; 3. die Unabhängigkeit der Intensität vom Vorhandensein von Radioelementen in den oberen Erdschichten; 4. eine Verringerung der mittels Bleifilter gemessenen Absorptionskoeffizienten von 0,45 bis 0,06 pro Zentimeter bei zunehmender Dicke der Filter. Die Verff. ziehen den Schluß, daß sie es mit einem komplizierten Strahlungskomplex zu tun hatten, wovon ein Teil weit größeres Durchdringungsvermögen besitzt als die γ -Strahlen des Radium C. Diese Strahlungen kommen von unten, und als deren Ursprung sind die in der Erdkruste zerstreuten Radioelemente anzunehmen. *M. Polikarpov.*

A. Tschereppennikov. Einige Bestimmungen der Radioaktivität der Gase und Gewässer des Uchtaer Naphthagebiets und der heilkraftigen Schlamme und Sole aus dem Salzsee im Kurort Tinaki. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 400–402, 1927 (russisch). Es erwies sich: 1. das Gas aus dem 478 m tiefen Bohrloch der Russischen Gesellschaft „Neftj“ (Uchtaer Gebiet) ist nicht radioaktiv; 2. in dem Bohrloch am Flusse Uchta zeigte das Gas eine große Radioaktivität (55 bis 22 Mache-Einheiten); 3. das Wasser aus dem gleichen Bohrloch 3 bis 5 Mache-Einheiten; 4. das Wasser am rechten Ufer des Flusses Krochal ist nicht radioaktiv; 5. Sole und Schlamm aus dem Salzsee des Kurortes Tinaki bei Astrachan sind nicht radioaktiv. Die Messungen wurden mittels Schmidts Emanationsapparat gemacht. *M. Polikarpov.*

Carl Störmer. Sur les échos retardés. C. R. 189, 365–368, 1929, Nr. 9. Druckfehlerberichtigung ebenda S. 653, Nr. 17. Der Verf. berichtet über Beobachtungen des langzeitigen Echos von drahtlosen Signalen, welche in der Zeit von Oktober 1928 bis Mai 1929 gemacht wurden. Nachdem im Oktober 1928 das langzeitige Echo an mehreren Tagen festgestellt werden konnte, blieb dieses vom 24. Oktober 1928 an aus, um erst am 14. Februar 1929 wieder aufzutreten. Für dieses Ausbleiben hatte der Verf. in einer im Januar 1929 erfolgten Veröffentlichung in der englischen Zeitschrift „Nature“ als Hauptursache angenommen, daß die Richtung Erde–Sonne ungünstig zur magnetischen Äquatorialebene der Erde liegt. Letztere ist dabei definiert als die Ebene, welche durch den Erdmittelpunkt geht und senkrecht zur erdmagnetischen Achse liegt. Nach dieser Theorie darf für das Auftreten des langzeitigen Echos die Richtung Erde–Sonne keinen zu großen Winkel mit dieser Ebene bilden. Die günstigste Stellung ist hierbei die, wenn der Winkel zu Null wird. Da diese günstige Stellung gegen Ende Oktober verschwindet und erst Mitte Februar wieder kommt, hatte der Verf. das Wiederauftreten des langzeitigen Echos für diese Zeit vorhergesagt. Die Beobachtungen bestätigten seine Theorie. Es sind vom 14. Februar bis 23. April tatsächlich wieder langzeitige Echos festgestellt worden. In einer Tabelle wird der Wert des obigen Winkels für diese Tage angegeben. Im weiteren weist der Verf. darauf hin, daß es mehrere Möglichkeiten von reflektierenden Ober-

flächen im Weltraum gibt. Insbesondere kann der Ring von Korpuskeln außerhalb der Mondbahn, dessen Existenz der Verf. für die Erklärung der Nordlichtzone bereits 1910 angenommen hat, hierbei die Rolle einer reflektierenden Oberfläche spielen. Der Verf. weist noch darauf hin, daß es für die weitere Forschung auf diesem Gebiet wichtig ist, so viel Beobachtungsstellen wie möglich mit Hilfe einer internationalen Zusammenarbeit zusammenzubringen, um dadurch systematisches Material erhalten zu können.

H. Plendl.

J. Fuchs. Die Sende- und Empfangsverhältnisse im Hochgebirge mit besonderer Berücksichtigung der atmosphärischen Störungen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 34, 96—101, 1929, Nr. 3. Die Arbeit berichtet über Sende- und Empfangsversuche, die im August und September 1928 im meteorologischen Observatorium am Sonnblick in den Hohen Tauern (Salzburg, Österreich) in einer Höhe von 3106 m über dem Meere vorgenommen wurden. Diese Versuche ergaben keine prinzipiellen Unterschiede gegenüber den Verhältnissen in der Ebene. Der größere Teil der Arbeit befaßt sich mit den atmosphärischen Störungen und ihrem Zusammenhang mit meteorologischen Verhältnissen. Während die normalen Störungen (Brodeln und Knacken) sich in ihrem Verhalten wenig von den Verhältnissen in der Ebene unterschieden, zeigten die bei Niederschlägen auftretenden Störungen Eigentümlichkeiten; so wurde vor allem im Zusammenhang mit Niederschlägen ein periodisches Geräusch, als „Tönen“ bezeichnet, beobachtet, das mit ganz niederer Frequenzen (2 bis 3 Hertz) begann und bis zu Frequenzen von 3000 Hertz anstieg.

E. Mauz.

P. Idrac. Sur quelques singularités du Gulf-Stream. C. R. 188, 644—646, 1929, Nr. 9. In dieser kurzen Mitteilung bespricht Idrac die im Laufe des Winters 1929 ausgeführten Temperaturmessungen in der Straße von Florida nördlich von Havanna (Kuba), die bis 1000 m Tiefe ausgedehnt worden sind. Außerdem sind Strommessungen bis zu einer Tiefe von 1400 m durchgeführt worden, über die ebenfalls eine graphische Darstellung veröffentlicht wird. Diese Messungen sollten zu Voruntersuchungen für die Aufstellung einer Claude-Boucherot-Maschine, welche die thermische Energie des Meeres ausnutzt, dienen. Es sind leider mit den Temperaturmessungen keine Salzgehaltbestimmungen durchgeführt worden, so daß die Querschnitte in hydrographischer Beziehung unvollständig sind.

A. Defant.

Wilhelm Schmidt. Das Wärmelot, ein Gerät zum Aufzeichnen der Tiefentemperaturen in stehendem Gewässer. Wiener Ber. 136 [2a], 481—486, 1927, Nr. 7. Der Verf. hat ein Wärmelot konstruiert, das einen Temperaturtiefschnitt eines Sees in einer mit der gewöhnlichen graphischen Darstellung übereinstimmenden Weise selbsttätig aufzeichnet. Der Verf. gibt eine technische Beschreibung des Gerätes und die erste Aufzeichnung, die er gewonnen hat.

A. Defant.

L. H. G. Dines. Rise and Fall of the Tides. Nature 123, 945, 1929, Nr. 3112. Mallock hatte in der Nature 123, 640—641, 1929 darauf hingewiesen, daß man es bei den Amplituden der Gezeiten mit einer Konzentration von Energie zu tun hat, wenn die Welle von großer Ausdehnung und kleiner Amplitude auf flache und beengte Meeresteile übergeht. Er weist auf Beispiele ähnlicher Energiekonzentration hin. Der Verf. macht aufmerksam, daß es auch andere Fälle gibt, wo die Konzentration durch äußere Umstände verdeckt scheint.

A. Defant.

J. Proudman and A. T. Doodson. On the Tides in an Ocean bounded by two Meridians on a non-rotating Earth. Month. Not. 1, 468–483, 1927, Nr. 9. Das Problem der Gezeiten in einem Ozean ist vollständig gelöst worden nur für einen Ozean, der die ganze Erde bedeckt, oder für einen solchen, der von Breitenkreisen abgegrenzt ist. Für die tatsächlichen Verhältnisse auf der Erde ist der Fall eines Ozeans, der von zwei Meridianen begrenzt wird, viel naheliegender. Die mathematische Lösung dieses Problems ist wesentlich komplizierter, und deswegen haben Proudman und Doodson einige Vereinfachungen prinzipieller Natur eingeführt, indem sie zunächst die dynamischen Effekte der Erdrotation vernachlässigen, die Wassertiefe wird als konstant angenommen und außerdem werden die Anziehungskräfte der durch die Gezeit selbst verschobenen Wassermassen vernachlässigt. Lamb hat für solche Ozeane die freien Schwingungen bereits ermittelt, aber die erzwungenen Schwingungen, die durch die tatsächlichen fluterzeugenden Kräfte hervorgerufen werden, waren bisher noch unbekannt. Die Verff. geben auch für einige spezielle Fälle die Verteilung der Flutstundenlinien und der Hubhöhen.

A. Defant.

P. Raethjen. Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. I. Teil. Meteorol. ZS. 46, 292–300, 1929, Nr. 8. Die hydrodynamischen Beschleunigungen an kugelförmigen, in Luft bewegten Körpern lassen sich berücksichtigen, indem man anstatt mit der Masse des Körpers mit der um die Hälfte der verdrängten Luftmasse vergrößerten Eigenmasse der Kugel in die Gleichungen eingeht. Die Verbindung von statischen und dynamischen Beschleunigungen ergibt dann, daß (unendlich) lange Zylinder die $1\frac{1}{2}$ fache Beschleunigung wie kurze (kugelförmige) Massen erfahren und daher, wenn es sich um isolierte Luftmassen handelt, längere Lebensdauer haben werden. Die Betrachtung der hydrodynamischen Drucke auf einer Kugel läßt aber diese Form für die Turbulenzquanten noch ungünstiger erscheinen: sie werden schnell breit gedrückt und vermischen sich mit ihrer Umgebung. Langgestreckte isolierte Luftmassen werden daher bei der Unterhaltung der vertikalen Austauschströmungen bevorzugt auftreten. Berücksichtigung der Reibung würde mit dem Scheinreibungskoeffizienten (Exner) aperiodische, mit dem Koeffizienten der inneren Reibung fast gar keine Dämpfung der Bewegung ergeben; der Vergleich mit der Erhaltungszeit eines Propellerstrahles führt zu einem Wert μ von der Größenordnung 10^{-2} .

Möller.

P. Raethjen. Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. II. Teil. Meteorol. ZS. 46, 329–337, 1929, Nr. 9. Steigt am Erdboden erwärme Luft in Röhrenform auf, so geschieht dies wegen der Beschleunigung mit nach oben wachsender Geschwindigkeit und wegen Erhaltung der Kontinuität mit abnehmendem Röhrenquerschnitt. Die mittlere potentielle Temperatur in einer Horizontalebene nimmt dann mit der Höhe ab, der Temperaturgradient ist überadiabatisch. Die Durchrechnung ergibt für Höhen über 100 m im Höchstfalle Gradienten von $-0,04^\circ/100$ m, nur in Bodennähe, wo aber die Rechnung auf Schwierigkeiten stößt, sind stärkere überadiabatische Gradienten möglich. Eine genauere Betrachtung zeigt, daß bei stationärer Austauschströmung in der Vertikalen nur adiabatischer Gradient herrschen kann, überadiabatische Temperaturabnahme mit nichtstationären Zuständen verbunden sein muß. Beobachtete größere überadiabatische Gradienten müssen einsteils durch die nicht vertikale Lage einer Aufstiegsmessung im windfesten Koordinatensystem, anderenteils durch die zeitliche Veränderlichkeit des Erwärmungsvorgangs am Erdboden erklärt werden; in Bodennähe sind sehr große Temperaturabnahmen beobachtet und mit der Theorie auch im Einklang.

Möller.

H. M. Zolina. Mouvement orthogonal dans l'atmosphère. Recueil de Géophys. Leningrad 5, 39—42, 1928, Nr. 2. (Russisch mit französischer Zusammenfassung.)

Scheel.

K. T. Kiroff. Bemerkungen über die Zerlegung zusammengesetzter Kurven. Meteorol. ZS. 46, 221—225, 1929, Nr. 6. Nach einer historischen Betrachtung der Methode der übergreifenden Mittel wird festgestellt, daß mit ihr Wellen gefunden werden können, die keinerlei Anspruch auf Realität haben. Welches Kriterium für die Grenze des Zufalls bei dieser Methode in Frage kommt, ist nicht bekannt, so daß man das wirkliche Vorhandensein nur feststellen kann, wenn man sehr lange Beobachtungsreihen aufteilt und die in den einzelnen Teilen enthaltenen Wellen vergleicht. — Es wird noch auf die Unmöglichkeit einer Extrapolation hingewiesen, solange die Realität der Elementarwellen nicht durchaus sicher ist.

Möller.

N. Rudski. Harmonische Analyse und Wettervorhersage. Meteorol. ZS. 46, 225—226, 1929, Nr. 6. Bei der Extrapolation von Wellen soll man nicht ungedämpfte Schwingungen annehmen, sondern gedämpfte und solche mit zunehmender Amplitude. Es wird eine Formel angegeben, um den Dämpfungskoeffizienten aus zwei aufeinanderfolgenden Amplituden derselben Welle zu berechnen.

Möller.

Traugott Herrmann. Über die Verwendbarkeit arretierbarer Windfahnen zur Aufnahme von Strömungsfeldern. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1929, S. 179—184. In eine mit der Windfahne festverbundene Lochscheibe greift ein Stift ein; elektromagnetische Auslösung gewährt die Gleichzeitigkeit der Arretierung bei vielen über das Gelände verteilten Windfahnen. Die aufgenommenen Strömungsbilder zeigen, daß das Gebiet der starken Richtungsschwankungen im Lee des Windenhauses bei 1,5 m/sec bis 8 m Entfernung, bei 10 m/sec bis 15 m reicht. Bei 10 m/sec beginnt auch das Einlenken der Richtung in die Täler des Windenhausberges.

Möller.

H. Troeger. Die Häufigkeitsverteilung der Äquivalenttemperaturen. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1929, S. 190—192. Die Häufigkeiten der 14 Uhr-Werte werden für den Monat Juli der Jahre 1906 bis 1919 dargestellt und die Minima der je 30 Werte umfassenden Reihen durch Linien verbunden, die die Veränderung der Äquivalenttemperatur der Luftkörpergrenzen darstellen sollen. Das Fehlen passender Minima im Jahre 1913 wird als Folge des Katmaiausbruches angesehen.

Möller.

Jean Lugeon. Un procédé pour déterminer à grande distance la position géographique et la vitesse de certaines discontinuités ou perturbations météorologiques à l'aide des atmosphériques qu'elles émettent. C. R. 188, 1690—1692, 1929, Nr. 26.

I. A. Kiebel. On the theoretical determination of the first critical value of Reynold's number. Recueil de Géophys. Leningrad 5, 56—63, 1928, Nr. 2. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.)

Jean Lugeon. La genèse des orages de chaleur et leur prévision à l'aide des atmosphériques. C. R. 189, 363—365, 1929, Nr. 9.

O. A. Kostareva. An investigation of a cyclone. Recueil de Géophys. Leningrad 5, 43—49, 1928, Nr. 2. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.)

Scheel.

B. I. Isvekov. Regarding Ackerblom's theoretical model expressing the change of wind with the height in connection with friction. Recueil de Géophys. Leningrad 5, 33—38, 1928, Nr. 2. (Russisch mit englischer Zusammenfassung.)

Max Bider. Über den Einfluß meteorologischer Faktoren auf das luftelektrische Potentialgefälle nach den Davoser Registrierungen an Normaltagen. S.-A. Festschr. d. 110. Jahresvers. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. 1929, S. 65—81. Scheel.

J. Bartels. Die höchsten Atmosphärenschichten. Ergebn. d. exakten Naturwiss. 7, 114—157. Berlin, J. Springer, 1928. Inhalt: Ergebnisse der Aerologie. Zerstreuung in den Weltenraum. Einige optische Erscheinungen. Polarlicht. Ozon. Schallausbreitung. Druck und Zusammensetzung. Erdmagnetische Aufschlüsse. Elektrische Wellen. Ionisation. Literaturverzeichnis.

J. Bartels.

F. Löhle. Über die Messung des Zerstreuungskoeffizienten der bodennahen Luftschichten. ZS. f. Phys. 57, 770—786, 1929, Nr. 11/12; auch ZS. f. techn. Phys. 10, 428—434, 1929, Nr. 10. Verf. versucht, an Stelle der Sichtschätzung, die in der Praxis als Mittel zur Bestimmung der Durchsichtigkeit der Luft benutzt wird, photometrische Meßmethoden zu setzen, und findet ein geeignetes Mittel in der Messung der Flächenhelligkeit eines entfernt aufgestellten schwarzen Hohlraumes oder, mit anderen Worten, in der Messung des Zerstreuungskoeffizienten der Luft. Um die Schwierigkeit des schwarzen Hohlraumes zu umgehen, führt der Verf. Zielscheiben beliebiger Albedo ein, deren Flächenhelligkeiten verglichen werden. Als Meßinstrument wird ein Photometer angegeben. Der Verf. weist weiter auf die Tatsache hin, daß die Bestimmung des Zerstreuungskoeffizienten nach der Methode des Saussure'schen Diaphanometers nicht als Hilfsmittel für die Messung des Zerstreuungskoeffizienten in Betracht komme, daß das Diaphanometer vielmehr ein ungeeignetes Instrument zur Sehschärpenprüfung darstelle. Endlich verweist der Verf. darauf, daß der Zerstreuungskoeffizient in seiner räumlichen Verteilung von dem Durchmesser der zerstreuenden Teilchen abhängig ist, und daß infolgedessen die Unsymmetrie der Verteilung des Streulichtes in verschiedenen Richtungen einen Anhalt für die Größe der Teilchen gebe. Die Bedeutung seiner Messungen sieht der Verf. in der Möglichkeit, die optische Trübung verschiedener Luftpörper zu bestimmen und damit kurzfristige Sichtprognosen aufzustellen.

K. Keil.

L. A. Sommer. Über das nächtliche Leuchten der hohen Atmosphäre über Göttingen. ZS. f. Phys. 57, 582—600, 1929, Nr. 9/10. Der Verf. beobachtet mit einem besonders lichtstarken Spektrographen das Leuchten hoher Atmosphärenschichten über Göttingen und findet neben der bekannten grünen Nordlichtlinie und je zwei von Lord Rayleigh und Slipher beobachteten Linien eine Reihe bisher unbekannter Banden, die teilweise sich mit Bandenköpfen aus dem Molekülspektrum des Stickstoffs identifizieren lassen. Im wesentlichen ist das ganze Spektrum mit dem des Nordlichtes identisch. Der Verf. betont, daß damit die Auffassung von Lord Rayleigh, daß das Nordlicht und das Nachthimmellicht zwei physikalisch voneinander verschiedene Phänomene seien, eine wesentliche Stütze verliere.

K. Wurm.

A. Blanc. Étude du courant photoélectrique dans l'air à la pression ordinaire. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 187—197, 1929, Nr. 5. Stellt man den lichtelektrischen Strom, der in Luft bei gewöhnlichem Druck gemessen

wird, in Abhängigkeit von der Feldstärke graphisch dar, so zeigt die Kurve keine Sättigung, die gemäß der Formel, wie sie nach der Theorie von J. J. Thomson folgt, zu erwarten wäre. Der Verf. stellt sich die Aufgabe, festzustellen, wodurch dieser Verlauf bedingt wird. Wegen der Versuchsanordnung sei auf die Abhandlung selbst verwiesen. Zuerst wird die Abhängigkeit des lichtelektrischen Stromes von der Feldstärke für irgendein Metall bei verschiedenen Lichtintensitäten untersucht und festgestellt, daß die so erhaltenen Kurven eine verwandte Gruppe bilden, die dadurch charakterisiert wird, daß die lichtelektrischen Ströme proportional mit den Lichtintensitäten wachsen. Führt man dieselben Versuche mit einem anderen Metall durch, so erhält man eine zweite, von der ersten Gruppe verschiedene Kurvenschar, die die Kurvenschar der ersten Gruppe schneiden kann, ohne mit ihr zusammenzufallen. Stellt man bei derselben Lichtintensität für die einzelnen Metalle den lichtelektrischen Strom in Abhängigkeit von der Feldstärke fest und bildet für zwei bestimmte Feldstärken, die vorteilhaft in dem mittleren, ziemlich geraden Teil der Kurve gewählt werden, das Verhältnis der dazu gehörenden lichtelektrischen Ströme, so charakterisiert dieser Verhältniswert das betreffende Metall. Bestimmt man diesen „charakteristischen Wert“ für verschiedene Metalle, so scheint hervorzugehen, daß dieser Wert um so größer, je größer die Grenzwellenlänge des lichtelektrischen Effektes für das betreffende Metall ist. Eine Änderung in der Zusammensetzung des Lichtes, die dadurch ausgeführt wurde, daß durch ein dünnes Deckgläschchen ein Teil des ultravioletten Lichtes absorbiert wurde, veränderte bei ein und demselben Metall den Verlauf der Kurven. Ebenso ändert sich die Form der Kurve mit dem Altern (Ermüdung) der Metalloberfläche; der lichtelektrische Strom nimmt mit der Zeit ab. Da die Annahme, daß die Zahl der emittierten Elektronen mit der Feldstärke wächst, wegen der vorhandenen Sättigung bei Vakuumversuchen nicht gemacht werden kann, geht der Verf. von der Hypothese von J. J. Thomson aus, daß die Elektronen durch Zusammenstoß die Luftmoleküle ionisieren können. Durch diese Bildung von Ionen erklärt sich die Tatsache, daß der lichtelektrische Strom bei schwachen Drucken größer ist als im Vakuum. Zu der Geschwindigkeit, die die Elektronen beim Verlassen des Metalls beim Fehlen eines Feldes besitzen und die zu klein ist, um ionisieren zu können, kommt die Geschwindigkeit hinzu, die sie durch das angelegte Feld erhalten. Mit wachsendem elektrischen Felde wird die Geschwindigkeit der Elektronen und so auch die Ionisation größer, so daß dann der lichtelektrische Strom zunimmt, also auch Sättigung nicht beobachtet werden kann. Der Verlauf der Kurve des lichtelektrischen Stromes in Abhängigkeit von der Feldstärke wird in engem Zusammenhang mit der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen stehen. Dies zeigt sich darin, daß die Kurve ihre Form mit der Art des Metalls und der Zusammensetzung des einfallenden Lichtes ändert. Da auch die Form der Kurve mit dem Altern der Oberfläche eine andere wird, muß entgegen der Ansicht von Hallwachs auch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen mit dem Altern sich ändern. In die Formel von J. J. Thomson wird, um die fehlende Sättigung wiederzugeben, eine Korrektur eingeführt.

Durau.

J. Dufay. La raie verte des aurores polaires dans la lumière du ciel nocturne. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 93 S—94 S, 1929, Nr. 5. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 278.] Verf. untersucht die grüne Nordlichtlinie 5577,55 Å im Lichte des Nachthimmels. Da sich mit Spektrographen mit Spalt die relative Intensität nicht angeben läßt, wird zuerst die benutzte Apparatur mitgeteilt; statt eines Spaltes wird eine rechtwinklige Öffnung benutzt, die gegen die Mitte zu einen undurchsichtigen Stift besitzt, um Teile des Spektrums aus-

zuschließen, was sonst mit Filter zu geschehen hätte. Das bei 50° Zenitdistanz aufgenommene Spektrum liegt zwischen 4960 und 6000 Å, das Verhältnis der Beleuchtung durch die Nordlichtlinie zum kontinuierlichen Spektrum lag zwischen 0,4 und 0,6 im August und September. (Belichtung 1 bis $1\frac{1}{2}$ Stunden.) Es wurde festgestellt, daß die grüne Linie von einer höheren Schicht herrührt, vielleicht lassen weitere Messungen eine Bestimmung der Höhe dieser zu. Weiter wird der Übergang von der Plattenschwärzung zur Energieverteilung angegeben, es ergab sich 0,25 bis 0,38.

Sättele.

A. A. Lomakin. Die Gehaltsmessung radioaktiver Emanationen in der atmosphärischen Luft. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 8, 124—136, 1927 (russisch). Die Messung erfolgte mittels der Aspirationsmethode, d. h. mittels Durchblasens der zu prüfenden Luft durch einen Zylinderkondensator. Zu diesem Zwecke wurde eine spezielle Feldinstallation ausgearbeitet. Die für die Ladung des Kondensators nötige hohe Spannung (3500 Volt) wurde mittels eines Automobilmagnets geschaffen. In einer Sekunde gingen 70 Liter Luft ein; dieses ermöglichte, die Messungen in 30 bis 40 Minuten (statt der üblichen 2 bis 3 Stunden) zu Ende zu führen. In Pjatigorsk (Kaukasus) ist der Gehalt von Ra Em in 1 cm³ Luft (ϱ) gleich $30 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm³ (je nach den meteorologischen Verhältnissen); in Leningrad ist ϱ von der Ordnung $5 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm³.

M. Polikarpov.

C. Dorno und F. Lindholm. Helligkeitsverteilung über den Himmel im Ultravioletten. Meteorol. ZS. 46, 281—292, 1929, Nr. 8. Zwischen 1911 und 1918 hatte Dorno (Veröff. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 303, 1919; Meteorol. ZS. 1919, S. 112ff.) eingehend die Helligkeitsverteilung über den Himmel im sichtbaren Spektrum untersucht, wobei für die verschiedenen Sonnenhöhen (h) graphisch und rechnerisch die Beleuchtungsstärke der Horizontalfläche sowie der nach Süden bzw. Norden (jeweiliger Sonnenazimut) gelegenen Vertikalebene abgeleitet wurde und sich weiter das auch auf anderem Wege bestimmte wichtige Verhältnis der Beleuchtung durch Sonne zu derjenigen durch Himmel (S/d) ergab. Für ultraviolettes Licht konnte zunächst nur auf besonderer Umweg (l. c., Nr. 303, S. 221ff. und Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl, 1927, S. 32ff.) das S/d gefunden werden, woraus aber schon deutlich hervorging, daß die Helligkeitsverteilung von der im sichtbaren Gebiet völlig abwich. Nach weiterer Ausbildung der Cadmiumzellenmethode durch Dorno konnte nun von den Verff. für verschiedene Orte (Davos, Muottas-Muraigl, Friedrichshafen) für verschiedene h die in Beziehung zur Sonne gesetzte Helligkeit der verschiedenen Himmelpunkte elektrometrisch bestimmt werden, indem vor allem das Sonnenvertikal eingehend berücksichtigt wurde (diese starke Bevorzugung ist wegen der geringen Helligkeitsdifferenzierung im Ultravioletten für die Ergebnisse wenig von Belang). — Die sowohl für die meteorologische Optik selber wie für deren Anwendungsgebiete (Biologie, Hygiene, Baugewerbe, wobei nur an die Verwendung ultravioletten durchlässigen Fensterglasses erinnert sei) äußerst wichtigen, wesentlich für wolkenlosen Himmel gewonnenen Ergebnisse werden an Hand zweier Abbildungen und zahlreicher größerer und kleinerer Tabellen eingehend erörtert und mit den früheren Ergebnissen verglichen. Die infolge der wesentlich stärkeren Diffusion der Ultravioletstrahlung gegenüber den längeren Wellen von vornherein zu erwartende ausgleichende Wirkung zeigt sich nicht nur hinsichtlich der gleichmäßigeren Verteilung der Helligkeit und der davon abhängigen Beleuchtungseffekte, sondern auch darin, daß sich die Himmelshelligkeit der Helligkeit der Sonne wesentlich stärker nähert (für $h = 20^{\circ}$ Verhältnis zwischen dem dunkelsten Punkt und der Sonne im Ultravioletten 107/10000, im Sicht-

baren 1,44/10000). Der geringeren Differenzierung der Himmelshelligkeit entsprechend, überragt die mittlere Helligkeit des Südbogens vom Sonnenvertikal die des Nordbogens sehr viel weniger als im Sichtbaren (bei $h = 40^\circ$ Südbogen/Nordbogen im Ultravioletten 1,18, im Sichtbaren 3,11). Auch ist die Ausprägung der Abhängigkeit der Helligkeitsdifferenzierung von h im Ultravioletten relativ gering. Andererseits bewirkt aber die der größeren Diffusion gegenüberstehende größere Extinktion eine stärkere Abhängigkeit der Helligkeitsabsolutwerte von h (im Tages- und Jahreslauf). Beim Vergleich der verschiedenen Orten entsprechenden Werte miteinander kommt einmal die Meereshöhe in Frage (zunächst Helligkeitszunahme beim Aufstieg von den stark absorbierenden unteren Luftsichten, beim weiteren Aufstieg Helligkeitsabfall infolge des geringeren Diffusionsvermögens), was sich wesentlich für die zenitnahen Stellen auswirkt, sodann der für die horizontnahen Himmelsstellen stark ins Gewicht fallende Einfluß der Topographie und Bodenbedeckung, wobei vor allem auf die Wirkung der Reflexion des Wassers hingewiesen wird. Genaueres muß aus der sehr beachtenswerten Abhandlung ersehen werden.

Chr. Jensen.

V. M. Goldschmidt. Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. Phys. ZS. 30, 519—520, 1929, Nr. 17. Scheel.

H. Reich. Flachlandsgeologie und geophysikalische Untergrundsforschung. S.-A. ZS. f. prakt. Geol. 36, 4 S., 1928, Nr. 8. Das glaziale Diluvium verwehrt in weiten Gebieten des norddeutschen Flachlandes den Einblick in die Struktur des tieferen Untergrundes. Die Oberflächengestaltung einer Glaziallandschaft bereitet nur den Drehwaagmessungen ernstliche Schwierigkeiten bei der Berechnung der Geländekorrektur. Auch die petrographischen Eigentümlichkeiten des Diluviums und Alluviums erschweren Drehwaagmessungen durch die ungleichmäßige DichteVerteilung. Für Pendelmessungen sind diese Dichteunterschiede belanglos. Für seismische Untersuchungen ist das lockere Diluvium günstig; nur der Wassergehalt beeinflußt die Geschwindigkeit elastischer Wellen, während die Dichteunterschiede wenig hervortreten. Für magnetische und elektrische Methoden ist das Diluvium ebenfalls kaum ein Hindernis.

J. Bartels.

H. Reich. Über Versuche mit dem Schweydarschen Seismometer in der Umgebung von Berlin. Sitz.-Ber. Preuß. Geol. Landesanst. Berlin 2, 147—157, 1927. Die Versuche, über die schon berichtet wurde (diese Ber. 9, 97, 1928), werden hier vom Standpunkt des Geologen betrachtet. J. Bartels.

H. Reich. Geophysikalische Probleme des Rieses. ZS. d. D. Geol. Ges. 81, 99—109, 1929, Nr. 3/4. Neuere Messungen mit dem Pendel, der Drehwaage und mit erdmagnetischen Instrumenten im Ries und seiner Umgebung lassen folgende Deutung zu: Das Ries liegt an der Grenze zweier tektonischer Großschollen mit verschiedenen Schwereverhältnissen und Bewegungstendenzen, der Alpenrandsenke und der süddeutschen Hochscholle. Der Vulkanismus des Rieses, des Steinheimer Beckens und des Uracher Gebietes hängt vermutlich mit tektonischen Vorgängen an dieser Grenze zusammen. Das Kristallin des vindelizischen Gebirges verursacht die ausgedehnten magnetischen Anomalien in der weiteren Umgebung und die Schwereschwelle im Süden des Rieses. Der junge Vulkanismus im Ries und im Steinheimer Becken stört dieses einfache Bild und gibt ein trichterförmiges Schweredefizit im nördlichen Teil des Rieses und eine Schollenzone an seinem Rande.

J. Bartels.

Karl Jung. Zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungs-

größe. ZS. f. Geophys. 5, 238—252, 1929, Nr. 5/6. Diese Arbeit ist eine Ergänzung der unter ähnlichem Titel in der ZS. f. Geophys. 3, 1927 erschienenen Veröffentlichung desselben Verf. Es werden Methoden zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfach geformter Einbettungen aus den mit der Eötvöschen Drehwaage gemessenen Größen, dem Gradienten und der Krümmungsgröße, abgeleitet. Vorausgesetzt wird die Kenntnis des Dichteunterschiedes der Einbettung gegen ihre Umgebung. Die Methoden betreffen nur sogenannte „zweidimensionale“ Einbettungen, d. h. Einbettungen, die die Gestalt eines horizontal gelagerten, sehr lang gestreckten Zylinders oder Prismas haben. Behandelt werden die Einbettungen mit senkrecht gestelltem rechteckigen Querschnitt, die senkrechte Verwerfung, symmetrische Antikinalen und Synkinalen. Näherungsformeln für kleine Böschungswinkel bei schießen Stufen, Antikinalen und Synkinalen bringt der letzte Abschnitt. Ein Beispiel führt aus, bis zu welchen Winkeln man den Böschungswinkel als klein annehmen kann (bei vorsichtiger Anwendung der Krümmungsgröße bis zu etwa 15°). *K. Jung.*

P. Nikiforov, N. Weschnjakov, S. Girin und A. Terentjev. Gravimetrische Schürfung von Eisenquarziten im Kriworoger Gebiet. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 322—392, 1927 (russisch). Im Sommer 1925 und Herbst 1926 wurde eine Schürfung dreier Parzellen des Gebiets unternommen, dessen geologische Struktur im allgemeinen bekannt ist. Aufgabe der Expedition war: 1. die Verbreitung der Eisenquarzitschichten nachzuweisen; 2. ihre Ausdehnung, Fallwinkel und Mächtigkeit festzustellen; 3. vererzte Zonen auszuscheiden und die Linsen auszuzeigen; 4. das Vorhandensein von Verwerfungen nachzuprüfen. Die Beobachtungspunkte (insgesamt 1012) befanden sich auf den Parallelen, die die Ausdehnung der Schichten kreuzten. Es wurden Variometer dreier Typen verwendet: Hecker (ein Stück), vier kleine Variometer Modell 1924, konstruiert von dem Physikalisch-Mathematischen Institut der Akademie der Wissenschaften, und ein großes Bambergmodell. Die Verff. geben eine höchst ausführliche Beschreibung der Technik dieser Arbeiten und ihrer Organisation. Konstruiert wurden: 1. Kurven der Horizontalgradienten $R_a = dg/ds$ in der Richtung der Schürflinien; 2. Vektorendiagramme der totalen horizontalen Komponente des Gradienten der Schwerkraft und durch Integration von R_a nach der Variablen y erhaltene Isogramme; 3. Kartendiagramme von Perturbationswerten der Krümmungen. Die festgestellte Gesetzmäßigkeit in der Gradientenverteilung und die Eigenart des erhaltenen physischen Bildes gestatteten, die Grundzüge des geologischen Aufbaues dieser Parzellen zu bestimmen (die Hauptreihen der Schichten und die Elemente ihrer Lagerung hervorzuheben); die weitere Detaillierung des geologischen Aufbaues wurde durch sukzessive Approximationen gesucht. Die beigelegten 15 Querschnitte beweisen, daß fast alle angeführten Aufgaben gelöst wurden. *M. Polikarpov.*

A. S. Eve and D. A. Keys. Applied geophysics in the search for minerals. X u. 253 S. Cambridge, University Press, 1929. Nach einleitenden Ausführungen über Bedeutung und Anwendbarkeit der verschiedenen geophysikalischen Untersuchungsmethoden werden die theoretischen Grundlagen und die praktische Durchführung dieser Methoden im Gelände ausführlich besprochen. Behandelt werden: 1. gravimetrische, 2. magnetische, 3. seismische, 4. geoelektrische, 5. radioaktive und geothermische Verfahren. *Geyger.*

J. N. Hummel. Der scheinbare spezifische Widerstand. ZS. f. Geophys. 5, 89—104, 1929, Nr. 3/4. Einige geoelektrische Methoden fußen auf der Be-

stimmung des „scheinbaren spezifischen Widerstandes“. Der Begriff des scheinbaren spezifischen Widerstandes wird erklärt, verschiedene Wege zu seiner Ermittlung aufgezeigt und die Theorie der betreffenden Aufschlußmethoden entwickelt. Letztere erweisen sich zur Auffindung von Störungskörpern als geeignet; ihr eigentliches Anwendungsgebiet ist aber die Beschreibung des horizontal geschichteten Untergrundes. Die Rechnungen werden für zwei spezielle Fälle (erstens für den Fall, daß ein kugelähnlicher, gut leitender Störungskörper im homogenen und isotropen Muttergestein eingelagert ist, und zweitens für den Fall, daß zwei planparallele homogene und isotrope Schichten verschiedener Leitfähigkeit unter der Erdoberfläche liegen) durchgeführt und die Ergebnisse diskutiert.

Geyger.

P. Hülsenbeck und W. Geyger. Die geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom nach der Sondenmethode. Montan-Rundsch. 21, 289–295, 1929, Nr. 15. Nach einleitenden Ausführungen über das im Jahre 1912 von Schlumberger eingeführte Gleichstromverfahren zur Auffindung nutzbarer Lagerstätten nach der Äquipotentiallinienmethode werden in allgemeinverständlicher Weise die bei geoelektrischen Untersuchungen mit Wechselstrom nach der Sondenmethode auftretenden Erscheinungen beschrieben und einige Angaben über die praktische Durchführung solcher Untersuchungen gemacht.

Geyger.

J. N. Hummel. Modellversuche mit der Viertelwellenmethode. ZS. f. Geophys. 5, 104–117, 1929, Nr. 3/4. Verf. gibt eine Weiterentwicklung der Theorie der sogenannten Viertelwellenmethode, einer elektromagnetischen Schürf-methode, insofern, als er die bislang hierbei gemachten Feldberechnungen genauer gestaltet. Da die Entfernung zwischen Sender und reflektierender Schicht die Größenordnung bis zu einer Wellenlänge besitzt, dürfen bei der Berechnung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes die Glieder der sogenannten Nahzone keinesfalls schon vernachlässigt werden. Verf. führt die genaue Rechnung durch für einen Punkt, der in nächster Nähe eines Dipolsenders in dessen Äquatorebene zwischen ihm und einer ebenen reflektierenden Platte liegt. Die effektive Feldstärke wird als Funktion des Abstandes d bzw. des Verhältnisses d/λ für ein Intervall von 0 bis 1,2 errechnet. Sie besitzt charakteristische Extremwerte, die in der Überlagerung der reflektierten Welle mit der direkten, wie bekannt, ihre Ursache haben. Es erfolgt eine Nachprüfung durch ein in Laboratorium angestelltes Experiment. Ein kleiner Sender, 2 m über dem Boden fest aufgestellt, erzeugt in Barkhausen-Kurz-Schaltung elektromagnetische Wellen der Länge $\lambda = 1,11$ m (mit Lecherdrahtsystem ermittelt). Ein Teil der ausgestrahlten Energie wird an einer beweglich angeordneten, 2 mm dicken Aluminiumplatte von 2 m^2 Flächengröße reflektiert. Wird der Abstand der Platte vom Sender variiert, so schwankt der Anoden- bzw. Antennenstrom des Senders im großen und ganzen ebenso wie der Effektivwert der elektrischen Feldstärke. Verf. hofft, daß das in der Praxis allein anzuwendende Verfahren der Wellenlängenänderung des Senders (hier λ zwischen 50 und 500 m gewählt) zu einem ebenso befriedigenden Erfolg führen wird. Eine ausführliche Literaturzusammenstellung bildet den Schluß der Arbeit.

H. Witte.

I. Bachurin. Über Laboratoriumsarbeiten der Magnetabteilung des Instituts für angewandte Geophysik. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 283–307, 1927 (russisch). Es wird berichtet: 1. über Genauigkeitsprüfungen des Magnetometers von Tieberg-Talen (durch Einstellung in das Feld von

Helmholtzringen), und 2. über die Feststellung magnetischer Eigenschaften von Gestein und Erzen. Systematische und zufällige Fehler bei der Bestimmung von H und Z betragen 10% für die großen Werte von H und Z , und etwa 30% für die kleinen Fehlerwerte. Ein bedeutender Teil der Fehler hat einen systematischen Charakter und konnte bei der Einstellung der Apparate in das Feld von Helmholtzringen bewertet werden; die Genauigkeit der Resultate nimmt dann bedeutend zu. Absolute Bestimmungen der magnetischen Suszeptibilität (K) von Gesteinsproben wurden auf magnetometrischem Wege ausgeführt — durch Einstellung zylinderförmiger Probestücke (10 bis 12 cm lang, 1,5 cm Durchmesser) in das Feld eines langen (etwa 150 cm) Solenoids. Das Solenoid und die in dessen Mitte aufgehängte Nadel des Magnetometers (mit Fernrohr und Skale beobachtet) befanden sich in der zweiten Gaußschen Lage. Von 30 untersuchten Probestücken haben 21 magnetische Eigenschaften gezeigt und 9 keine (Pyrit, Vesuvian, Fahlerz, Granatgestein, Bauxit, Beresit, Steinsalz, Gips, Granit). Die stärksten magnetischen Eigenschaften (nach den Magneteisenerzen) zeigten: Hornblende-Magnetitschiefer ($K = 9000 \cdot 10^{-6}$), Hornblendefels (8000), Kupferkies (6000), Pyroxenit (4000), Gabbro (3500), Talkschiefer (3000), Chromeisen-erze (600), Serpentinstein (550) und Eisenquarzit (550). Die angeführten Werte von K wurden bei einer Intensität des magnetisierenden Feldes von 10,3 CGS erhalten. Bei einer Zunahme des Feldes verminderte sich K . Roteisenstein (Kriwoj Rog), Brauneisenstein (Tula), Dunit (Nischny Tagil) und Applit (Nischny Iset) ergaben $K = 100$ bis $40 \cdot 10^{-6}$ bei einem magnetisierenden Felde von 51,5 CGS. Der Verf. gibt Tabellen von K für Gesteine, die schon früher von anderen Forschern gemessen waren.

M. Polikarpov.

I. Bachurin. Über magnetometrische Arbeiten des Instituts für angewandte Geophysik im Iletz-Salzgebiet. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 259–282, 1927 (russisch). Gewidmet ist diese Arbeit dem Bericht über eine magnetische Aufnahme im genannten Gebiet mittels Schmidts Lokalvariometers (Z). Es war das Vorhandensein äußerst feiner magnetischer Anomalien über den Steinsalzlagern in einer Tiefe von etwa 50 m bestätigt. Die Stärke der Anomalie überstieg nicht 40 bis 50 γ . Infolge geringer Stabilität des Nullpunktes von Schmidts Waage und infolge des Temperatureinflusses wurden Anomalien dieser Größenordnung mit Mühe erfaßt. Der von Heiland vermutete Zusammenhang zwischen den magnetischen Anomalien und dem Vorhandensein von Gipshüllen über dem Steinsalz hat sich nicht bestätigt. Das Magnetfeld über dem Gipshut unterscheidet sich nicht innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit von demjenigen, das sich über dem Salz befindet und von reiner Gipshülle bedeckt ist. Der Zusammenhang zwischen den gemessenen magnetischen Anomalien und dem geologischen Aufbau des Geländes ist unzweifelhaft, und der Zusammenhang zwischen den ersten und der Verbreitung salzhaltiger Ablagerungen ist höchstwahrscheinlich.

M. Polikarpov.

N. Rosé. Eine magnetische Rekognoszierung im Tulaer Eisenerzgebiet im Jahre 1925. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 137–147, 1927 (russisch). Diese Arbeit hatte zur Aufgabe, die Größe und den Charakter der örtlichen Wirkung von Erzlagerungen (schwach magnetischer Eisenerze, die nestweise als horizontale Schichten in einer Tiefe von 21 bis 27,6 m lagern) in den Rayons der Kireev- und Dedilovzchenen (Tulaer Gouvernement, Zentralrußland) festzustellen. Die magnetische Aufnahme erfolgte mittels eines magnetischen Theodoliten (Moureaux-Chasselon) und eines Doverschen Nadelinklinatoriums mit einer Genauigkeit von $\pm 1,6'$ für D , $\pm 1,4'$ für J und $\pm 31\gamma$.

für H. Magnetische Elemente wurden in 16 Punkten ermittelt, auf zwei Halden von je etwa 5000 m Länge gelegen. Die angeführten Tabellen und Diagramme weisen auf merkbare Abweichungen der magnetischen Elemente von den Normalwerten im Umkreis der Lagerungen hin.

M. Polikarpov.

L. N. Bogojavlensky. Radiometrische Naphthaschürfung. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 113—123, 1927 (russisch). Nach Meinung des Verf. muß die Radioaktivität einer Naphthalagerung sich von der Radioaktivität des sie einschließenden Gesteins aus folgenden Erwägungen unterscheiden: 1. Naphtha als eine organische Verbindung besitzt eine enorme Absorptionsfähigkeit in bezug auf radioaktive Emanationen; 2. die einem Naphthalager als Sohle dienenden Gesteine, aus ehemaligem Seetang bestehend, erscheinen viel reicher an Radium infolge der größeren Adsorptionsfähigkeit von Kolloiden. Diese Erwägungen gestatten dem Verf. anzunehmen, daß Naphthalager reicher an Radioelementen sind, als das sie einschließende Gestein (Lehm). Der Verf. hat bei Messungen harter durchdringender Strahlungen über Naphthalager in Maikop (Kuban-gebiet, Nordkaukasus) eine starke, die Grenzen von Beobachtungsfehlern bei weitem übersteigende Intensitätssteigerung der Strahlung ermittelt. Sowohl schweres, als auch leichtes Naphtha wirkte auf die Intensitätssteigerung in gleichem Maße.

M. Polikarpov.

W. Pavlinov. Ein absoluter Apparat zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinproben. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. 3, 393—399, 1927 (russisch). Der vom Verf. konstruierte Apparat besteht aus einem langen elektrischen Solenoid (120 cm lang, 4 cm Durchmesser), in das die zu prüfenden Proben eingesetzt werden, und einer frei schwebenden empfindlichen Nadel eines Magnetometers (gegen die Mitte des Solenoids gelegen) mit einem Fernrohr und einer Skale zur Bestimmung des magnetischen Moments des Probestückes. Solenoid und Nadel befinden sich in der zweiten Gaußschen Lage. Der Einfluß der Solenoidenden auf die Nadel des Magnetometers wird durch ein anderes, in dieselbe Kette eingeführtes Solenoid kompensiert. So werden die Solenoide auf die Nadel ganz ohne Einfluß; im Gegenteil, das eingestellte Probestück lenkt die Nadel ab, je nach seinem magnetischen Moment. Die Berechnung von K geschieht nach den klassischen Formeln. N. Polikarpov.

F. Lindholm. Normalwerte der Gesamtstrahlung und der auf die Cadmiumzelle wirksamen Ultraviolettstrahlung der Sonne für Davos. S.-A. Festschr. d. 110. Jahresvers. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. 1929, S. 5—32.

Scheel.

P. A. Galbas. Die erste Messung der Sonnenstrahlung im Flugzeug. Naturwissensch. 17, 782, 1929, Nr. 40. Verf. berichtet kurz über Versuche zur absoluten Messung der Sonnenstrahlung in der freien Atmosphäre mit Hilfe des Flugzeuges. Verwandt wird ein für den besonderen Zweck adaptiertes Aktinometer Michelson-Marten, das im Flugzeug leicht zu bedienen ist. Ein Meßwert von einem Aufstieg im Juni 1929 von Norderney aus 3500 m Höhe wird angegeben.

K. Keil.

Ross Gunn. A theory of the magnetic field associated with sun-spots. Phys. Rev. (2) 33, 1099, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Theorie der magnetischen Felder der Sonnenflecken, begründet auf die Ionendrift, die durch Ionen, die sich um ein inhomogenes Magnetfeld winden, hervorgerufen

wird. Die Hale-Bjerknessche Theorie wird fast vollständig beibehalten. Es wird gezeigt, daß das kleine, anfänglich symmetrische Magnetfeld Ströme in einer solchen Richtung hervorruft, daß Verstärkung möglich ist, und daß die Ströme, die im stationären Zustand fließen, ausreichen, um die beobachteten Felder zu erklären. Die berechneten Felder ergeben sich proportional zur Quadratwurzel einer logarithmischen Funktion des Radius des Sonnenflecks und der Tiefe der leitenden Schicht.

G. Herzberg.

F. Zwicky. On the red shift of spectral lines through interstellar space. Phys. Rev. (2) 33, 1077, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Entfernte Himmelsobjekte zeigen eine mittlere, von uns fort gerichtete Geschwindigkeit, die der Entfernung proportional ist. Unter der Annahme, daß ein Lichtquant $h\nu$ eine schwere Masse $h\nu/c^2$ hat, kann ein Austausch von Impuls und Energie zwischen dem Quant und den seine Bahn umgebenden Massen (im wesentlichen den Massen in einem 90° -Kegel hinter dem Quant, wegen der endlichen Geschwindigkeit der Gravitationswellen) erwartet werden. Dieses Gravitationsanalogon zum Comptoneffekt würde zu einer Rotverschiebung führen, die annähernd gegeben ist durch den Ausdruck $\Delta\nu/\nu = af\varrho l^2/c^2$, wo f die Gravitationskonstante ist. Die Dichte ϱ der Materie im Raume wird als gleichförmig angenommen. l ist der vom Quant zurückgelegte Weg, c die Lichtgeschwindigkeit und a eine Konstante der Größenordnung 1. Für sehr große Entfernungen muß l^2 durch ll_1 ersetzt werden, wo l_1 eine Konstante ist. Für die Nebel außerhalb des galaktischen Systems ($l \sim 15000$ parsec, $\varrho \sim 10^{-20}$ bis 10^{-24} g/cm³) sollten wir erwarten $1,5 \cdot a \cdot 10^{-8} > \Delta\nu/\nu > 1,5 \cdot a \cdot 10^{-7}$, während die in der folgenden Arbeit gegebenen beobachteten Werte etwa $3 \cdot 10^{-4}$ sind. Die obige Formel ist zu ändern, wenn 1. die Dichte ϱ nicht gleichförmig ist, 2. wenn systematische Bewegungen im Raume vorkommen, die auch eine Violettverschiebung hervorrufen könnten, 3. durch die unregelmäßigen Bewegungen der Materie im Raume.

G. Herzberg.

P. ten Bruggencate. On the radial velocities of globular clusters. Phys. Rev. (2) 33, 1077, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Radialgeschwindigkeiten der Spiralnebel zeigen eine lineare Beziehung zur Entfernung. Zwickys Erklärung (s. das vorhergehende Referat) sagt eine ähnliche Beziehung für die Kugelsternhaufen voraus, da die größeren Dichten innerhalb des galaktischen Systems die kleineren Entfernungen kompensieren. Eine vorläufige Prüfung der Daten ergab eine Beziehung zwischen der Geschwindigkeit und der galaktischen Breite, indem die Rotverschiebung mit abnehmender Breite wächst. Da die Sternzählungen von Seares ein Mittel bieten, die Dichte zwischen uns und den Haufen abzuschätzen, wurden Beziehungen gesucht zwischen den Geschwindigkeiten und der Zahl der Sterne innerhalb von Kegeln, die die Verbindungslien zwischen der Sonne und den Haufen zur Achse haben. Keine Beziehungen wurden gefunden für Kegel mit einem Winkel von 1 und 30° , aber für einen Kegel von 60° ergab sich eine deutliche lineare Beziehung, die eine Rotverschiebung von 100 ± 60 km/sec für 15000 parsec und eine Dichte von etwa 10^{-23} g/cm³ ergab. Der große Winkel der Kegel macht eine Erklärung auf Grund des gewöhnlichen Comptoneffektes unwahrscheinlich; die Beziehung zwischen Sternzahl in solchen Kegeln und Geschwindigkeiten sprechen gegen einen de Sitter-Effekt. So weisen die an den Kugelsternhaufen erhaltenen Ergebnisse auf die wirkliche Existenz des neuen von Zwicky angegebenen Effektes hin.

G. Herzberg.

H. B. Maris. The formation of spiral nebulae. Phys. Rev. (2) 33, 1100, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird gezeigt, daß ein Sternhaufen

von $1,3 \cdot 10^{22}$ cm Durchmesser wie unsere Milchstraße bei der Bewegung durch den intergalaktischen Raum, wenn dieser mit einem Gase der Dichte 10^{-26} g/cm³ gefüllt ist, dies Gas einfangen und hinter sich einen Kegel geringer Dichte lassen wird. Infolge der Anziehung des umgebenden Gases dehnt sich der Kegel aus. Die nach außen gerichtete Geschwindigkeit ist 2 km/sec nach 10⁸ Jahren und 650 km/sec nach 10⁹ Jahren. Zu dieser Zeit ist der Durchmesser des Kegels 10²⁴ cm, welches etwa der mittlere Abstand zwischen den Spiralnebeln ist, und es wird angenommen, daß die sich ausdehnende Grenze von anderen Milchstraßensystemen durchbrochen wird usw. Die so gebildeten Zusammenballungen galaktischer Größe und Masse ziehen sich unter dem Einfluß der Gravitation zusammen mit geringer Erhöhung der Temperatur in etwa 10⁸ Jahren. Mit zunehmender Dichte spielt die Diffusion eine Rolle, und die Temperatur der gesamten Masse steigt rasch, bis der Strahlungsdruck die Zusammenziehung aufhält und verschiedenen Teilen der Masse nach außen gerichtete Geschwindigkeiten von Hunderten von Kilometern gibt, wie sie in den Spiralen der Nebel beobachtet werden. Temperaturen von 10¹⁰ Grad würden sogar an der Oberfläche erreicht werden, und es würden Bedingungen herrschen, die zur Emission der durchdringenden Strahlung führen könnten.

G. Herzberg.

W. H. McCrea. Emissionslinien als Begleiter von Absorptionslinien in Sternspektren. ZS. f. Phys. 57, 367–379, 1929, Nr. 5/6. Es ist eine Untersuchung des von Franck in Naturwissensch. 15, 1927 angegebenen Effektes in Sternatmosphären. Ein Lichtquant der Frequenz ν wird in der Gegend der Spektrallinie ν_0 des streuenden Atoms eine Verminderung erfahren. Verf. benutzt den von Orthmann und Pringsheim für diesen Fall berechneten Halbmesser einer solchen Gashülle und bestimmt — unter Benutzung der Anregungs- und Ionisationszustände, sowie des Einsteinschen Wahrscheinlichkeitskoeffizienten des Übergangs von l' zu l — diesen für die von Curtius beobachtete Verschiebung der ersten Balmerlinie von 5 bis 10 Å; es ergibt sich $D > 11 \cdot 10^{10} k$ cm (k ist das Verhältnis der Atomzahlen und ist in einer Tabelle für Temperaturen von 5000 bis 20000° bei H und Ca⁺ mitgeteilt). Mit diesen k -Werten ergibt sich ein Halbmesser von 10⁹ Sonnenradien. Daraus folgt, daß der von Franck angegebene Effekt auch in stellaren Spektren nicht beobachtet werden kann. Etwa günstiger liegen die Verhältnisse für Ca⁺, jedoch nur, wenn dieses rein auftritt, was aber den Beobachtungen an Sonnenprotuberanzen nicht entspricht. Bei Novae und planetarischen Nebeln treten wohl große Durchmesser auf, dafür tritt aber kein Ca⁺, sondern höchstens Ca⁺⁺ auf. Zum Schluß wird der Fall besprochen, wie in solchen Atmosphären überhaupt Spektrallinien auftreten können. Wenn Gas nach außen strömt, hat das absorbierte Licht die Frequenz $\nu + \delta \nu$, das reemittierte Licht liegt zwischen $\nu \pm \delta \nu$ im Falle einer Resonanzlinie ($\delta \nu$ entspricht der Ausströmungsgeschwindigkeit), die Absorptionslinie hat also einen hellen Rand. Bei Nichtresonanzlinien wird das absorbierte Licht in niedriger Frequenz reemittiert (Übergang von Lymanserie zu Balmerserie). Kommen nun alle ähnlichen Effekte zusammen, so werden die Linien sehr verwickelte, unsymmetrische Form erhalten.

Sättele.

Rupert Wildt. Über die Absorptionsbanden der Fixsternspektren. ZS. f. Phys. 54, 856–879, 1929, Nr. 11/12. Verf. gibt zunächst einen Überblick über die bisher in den Sternspektren nachgewiesenen Banden und betrachtet im Anschluß daran unter bandenspektroskopischen und thermochemischen Gesichtspunkten die Existenz von Molekülen in Sternatmosphären. K. Wurm.

R. d'E. Atkinson und F. G. Houtermans. Zur Frage der Aufbaumöglichkeit der Elemente in Sternen. ZS. f. Phys. 54, 656–665, 1929, Nr. 9/10. Es wird gezeigt, daß der Logarithmus der quantenmechanischen Eindringungswahrscheinlichkeit in Atomkerne für Protonen viermal größer ist als für α -Teilchen gleicher Energie. Unter den physikalischen Bedingungen, die im Sterninnern herrschen, kommen solche Protoneneindringungen in leichte Atome relativ häufig vor (z. B. für Li 7 alle 34 Minuten pro Atom). Nimmt man an, daß bei solchen Eindringungsstößen Umlagerungen im Kern vorkommen, die — unter Ausstrahlung der überschüssigen Energie — zur Stabilisierung des eingedrungenen Teilchens im Kern führen, so erscheint ein allmählicher Aufbau der leichten Elemente aus den leichtesten möglich. Es wird weiter vermutet, daß je vier eingedrungene Protonen und zwei Kernelektronen sich im Kerninnern zu He-Kernen vereinigen können, die dem Massendefekt des entstehenden Elements äquivalente Energie ausgestrahlt wird. Nimmt man an, wofür einige Anzeichen, unter anderen nach Lord Rayleigh vgl. diese Ber. 10, 1502, 1929 der abnorm hohe He-Gehalt des Berylls, sprechen, daß das Berylliumisotop mit dem Atomgewicht radioaktiv in zwei He-Kerne zerfällt, so würde das für den Aufbau nötige Helium dauernd durch diesen Zerfallsprozeß regeneriert werden, während der Wasserstoff allmählich zu He „verbrennt“. Einige von Eddington gestellte astrophysikalische Forderungen an eine Theorie der Energieentwicklung der Sterne werden durch diese Hypothese erfüllt. Formeln für die Eindringungswahrscheinlichkeiten werden angegeben und eine Überschlagsrechnung zeigt, daß die Häufigkeit der vermuteten Elementarakte genügen könnte, um die Energieentwicklung der Sterne zu erklären.

Houtermans.

R. d'E. Atkinson and F. G. Houtermans. Transmutation of the Lighter Elements in Stars. Nature 123, 567–568, 1929, Nr. 3102. Siehe das vorstehende Referat.

Houtermans.

Andrew Christy. New band system of titanium oxide. Astrophys. Journ. 70, 1–10, 1929, Nr. 1. Verf. hat früher die im blaugrünen Teil des Spektrums liegenden TiO-Banden, die besonders auch in Sternspektren auftreten, einem $^2\Pi - ^3\Pi$ -Übergang des neutralen TiO-Moleküls zugeordnet. Die bisher noch nicht eingeordneten Banden im Gelb und Rot werden jetzt in ein neues System eingeordnet, dessen unterer Zustand derselbe ist wie der der erstgenannten Banden ($^3\Pi$), wahrscheinlich der Grundzustand des TiO-Moleküls. Da die Banden Q -Zweige haben, handelt es sich wahrscheinlich um einen $^3\Sigma - ^3\Pi$ -Übergang. Die Kantenformel ist

$$\nu = \begin{cases} 14\ 172,2 \\ 14\ 105,8 \\ 14\ 030,8 \end{cases} + (862,5 n' - 3,84 n'^2) \pm (1003,8 n'' - 4,61 n''^2).$$

Aus dem Abstand der Kanten von Q - und R -Zweig ergibt sich unter Benutzung des früher erhaltenen Wertes für $B'' = 0,53377$ die Größe B für den oberen Zustand zu 0,505 und damit das Trägheitsmoment in diesem Zustand zu $54,8 \cdot 10^{-40}$ g cm² und der Kernabstand zu $1,66 \cdot 10^{-8}$ cm. Die Dissoziationswärme im Grundzustand ist 6,74 Volt. Aus den so erhaltenen Konstanten und der Tatsache, daß diese TiO-Banden in Sternen bis zu 3300° auftreten, ergibt sich als Partialdruck des Sauerstoffs in den umkehrenden Schichten der Sterne etwa 10^{-8} Atm.

G. Herzberg.

Geophysikalische Berichte

Einführung in die Geophysik. II. Erdmagnetismus und Polarlicht. Wärme- und Temperaturverhältnisse der oberen Bodenschichten. Luftelektrizität. Von A. Nippoldt, J. Keränen, E. Schweidler. Mit 130 Textabbildungen. IX u. 388 S. — III. Dynamische Ozeanographie. Von A. Defant. Mit 87 Textfiguren. X u. 222 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1929. (Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, 8. u. 9. Band.) Inhalt: Erdmagnetismus und Polarlicht; von A. Nippoldt: Instrumentelles. Grundlagen der Messung der erdmagnetischen Elemente. Das beharrliche Magnetfeld der Erde. Die zeitlichen Variationen. Das Polarlicht. — Wärme- und Temperaturverhältnisse der obersten Bodenschichten; von J. Keränen: Der Wärmehaushalt auf der Bodenoberfläche. Die Temperaturverhältnisse auf der Erdoberfläche. Die Temperatur in den obersten Schichten des Erdbodens. Die theoretischen Grundlagen für die Temperatur und Wärmebewegung im Erdboden. Der Einfluß der Bodenbedeckung auf die Temperatur und den Wärmehaushalt in den oberen Bodenschichten. Die Bodenfrosterscheinung. Die Temperatur- und Wärmeverhältnisse der Schneedecke. — Luftelektrizität; von E. Schweidler: Einführung. Der Ionisationszustand der Erdatmosphäre. Das elektrische Feld der Erde. Die elektrischen Ströme in der Atmosphäre. Die Störungen des elektrischen Feldes. Zusammenfassung. — Dynamische Ozeanographie; von A. Defant: Der Aufbau des Meeres. Kräfte und hydrodynamische Gleichungen. Statik des Meeres. Kinematik des Meeres. Allgemeine Dynamik der Meereströmungen. Stationäre Ströme im geschichteten Ozean. Dynamik der Konvektionsströme. Die ozeanische Zirkulation. Die Wellenbewegungen im Meere. Die Gezeiten und die Gezeitenströme.

Scheel.

Müller-Pouilletts Lehrbuch der Physik. 11. Auflage. 5. Band. Erste Hälfte: Physik der Erde, herausgegeben von Alfred Wegener, unter Mitwirkung von G. Angenheister, H. v. Ficker, B. Gutenberg, H. Hess, V. H. Hess, A. Nippoldt, H. Thorade, A. Wegener und E. Wiechert. Mit 341 Abbildungen und 7 Tafeln. XVIII u. 840 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1928. Das Buch, dessen Herausgabe leider durch den Tod von O. Lummer (Schriftleitung) und E. Wiechert (Physik der festen Erde) erheblich verzögert wurde, zerfällt in vier Hauptabschnitte. Es beginnt in einem ersten — Physik der Atmosphäre — mit einem von H. v. Ficker verfaßten Artikel über Meteorologie, in welchem die meteorologischen Elemente, ihre Messung und Berechnung, die solare Energiezufuhr, die Anwendung der Gasgesetze auf atmosphärische Vorgänge, die Bewegungen in der Atmosphäre, der Kreislauf des Wassers in der Atmosphäre, die tägliche und jährliche Periode der meteorologischen Elemente, die mittlere Verteilung der meteorologischen Elemente in horizontaler und vertikaler Richtung und die atmosphärischen Störungen behandelt werden. Es folgt A. Wegener: Akustik der Atmosphäre. Dieses Kapitel bringt eine zusammenfassende Darstellung von Tatsachen über die Ausbreitung des normalen und abnormalen Schalles und der Versuche, aus ihnen Schlüsse auf die Beschaffenheit der hohen Atmosphärenschichten zu ziehen. Alsdann ein ebenfalls von A. Wegener geschriebenes Kapitel über die Optik der Atmosphäre, in welchen zunächst die verschiedenen Erscheinungen der Strahlenbrechung, wie z. B. der grüne Strahl, Luftspiegelungen, Verzerrung von Mond und Sonne im Horizont, besprochen werden. Es folgen Betrachtungen über die diffuse Reflexion in der wolkenfreien Atmosphäre (Dämmerung, blaue Himmelsfarbe, Polarisation des Himmels-

lichtes). Schließlich werden die Lichterscheinungen in Kondensationsprodukten erörtert. — Der zweite Abschnitt — Physik der Wasserhülle — enthält die Kapitel Physik des Meeres von H. Thorade: Ausdehnung des Weltmeeres und seine Zusammensetzung, die physikalischen Eigenschaften des Meerwassers, Erwärmung und Abkühlung des Meeres, Meeresströmungen, Wellen und Gezeiten, und Physik der Gletscher von H. Hess mit Betrachtungen unter anderem über die physikalischen Eigenschaften des Eises, die Bewegung und Auflösung der Gletscher und die Gletscherschwankungen. — Ein dritter Abschnitt ist den elektromagnetischen Erscheinungen der Erde gewidmet. In Kapitel VI, Der Erdmagnetismus, beschreibt A. Nippoldt zuerst die Instrumente, gibt Abbildungen und durchgerechnete Beispiele bei. Mit der Darstellung der Gaußschen Theorie beginnt die Besprechung der Beobachtungstatsachen und der neuesten Theorien, insbesondere über die Ursachen der zeitlichen Variationen und Störungen. Zum Schluß wird der Erdstrom und der Magnetismus von Sonne und Mond besprochen. Es folgt ein von G. Angenheister geschriebenes Kapitel über das Polarlicht. In diesem werden zunächst die Beobachtungsergebnisse mitgeteilt, dann die Theorien angegeben und mit den Beobachtungen verglichen. Den Schluß bildet eine Betrachtung des Spektrums des Polarlichtes und eine kurze zusammenfassende Übersicht über den heutigen Stand der Forschung. Den Abschnitt beschließt ein Kapitel von H. Benndorf und V. H. Hess über Luftelektrizität. Ein kurzer historischer Überblick und eine kurze Beschreibung des mittleren elektrischen Zustandes der Atmosphäre werden den Betrachtungen über die Leitfähigkeit der Atmosphäre, die Ionisatoren der Atmosphäre (unter anderem Radioaktivität der Gesteine, Atmosphäre und Niederschläge, durchdringende Strahlung) und die ionenvernichtenden Vorgänge vorausgestellt. Alsdann wird die Bilanz über das Zusammenwirken der ionenerzeugenden und vernichtenden Prozesse gezogen. Der folgende Abschnitt, das normale ungestörte Erdfeld, enthält eine Zusammenstellung von Sätzen aus der Elektrostatik, eine Beschreibung der Meßmethoden und Apparate und die Meßergebnisse. Zum Schluß werden das gestörte Erdfeld und Gewitterfeld und die elektrischen Ströme in der Atmosphäre besprochen. — Der vierte Hauptabschnitt ist der Physik der festen Erde gewidmet. E. Wiechert wollte über die Statik und Dynamik des Erdkörpers bzw. seiner Rinde sprechen. Doch stammten nur zwei Artikel: Theorie der Schwerkraft, Geoid und Geodäsie aus seiner Feder. Krankheit und Tod setzten seinem Schaffen ein Ziel. Dafür schrieb B. Gutenberg ein Kapitel: Mechanik und Thermodynamik des Erdkörpers. In ihm behandelt er die Entwicklung der Erde, Beobachtungen über Schwere und Isostasie, Bewegungen der Erdachse und Polwanderungen, Gezeiten des Erdkörpers, die Erdbeben, die Dichte der Erde und den Druck im Erdinnern und die elastischen Konstanten im Erdinnern. In einem Schlußartikel werden noch einmal die einwandfrei gesicherten Forschungsergebnisse über den Aufbau der Erde zusammengestellt.

H. Witte.

B. Gutenberg. Lehrbuch der Geophysik. Lieferung 5. Bogen 51 bis 64 und Titelbogen. Mit 125 Abbildungen im Text. XX S. u. S. 797—1017. Berlin, Verlag von Gebrüder Borntraeger, 1929. Inhalt: Ludwig Weickmann unter Mitwirkung von B. Haurwitz: Mechanik und Thermodynamik der Atmosphäre; Beobachtungsmethoden und instrumentelle Hilfsmittel; die polytrope Atmosphäre; die Temperaturverteilung in der Vertikalen; Austausch und Reibung bei Luftbewegung; Zirkulationssätze; kurze Zyklen; die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre; Störungen der allgemeinen Zirkulation; hydrodynamische Analogien; Exkurs über Meeresströmungen; die Gezeiten der Atmosphäre; das

Problem der periodischen Vorgänge in der Atmosphäre; Klimaänderungen; die Eiszeiten. — B. Gutenberg: Geophysik und Lebewesen: Einwirkungen von geophysikalischen Erscheinungen auf Lebewesen; die Bedeutung der Ergebnisse der geophysikalischen Forschung für die Menschheit. Scheel.

W. Heiskanen. Über die Elliptizität des Erdäquators. Veröff. d. Finn. Geod. Inst. Nr. 12. Helsinki 1929. 18 S. Auf Grund der Formeln von H. Schmehl, die den Einfluß einer Äquatorexzentrizität auf geodätische Rechnungen darstellen, berechnet der Verf. die Koeffizienten von Lotabweichungsgleichungen für drei europäische Lotabweichungssysteme und für ein nordamerikanisches Lotabweichungssystem (sämtlich isostatisch reduziert). Die Ausgleichung der vier Systeme führt zu dem Ergebnis, daß der Unterschied der Äquatorachsen 330 ± 104 m beträgt und daß die große Äquatorachse $38 \pm 10^{\circ}$ östl. Gr. liegt. Schmehl.

Daizô Nukiyama. Report on the Observation of the Inclination of Eartherust with Spirit Level. Jap. Journ. of Astron. a. Geophys. 4, 55—62, 1926, Nr. 1.

Giovanni Silva. Sulla precisione delle osservazioni di gravità relativa, compensate col metodo del Venturi. Atti di Torino 61, 473—491, 1925/26, Nr. 11/12.

Harold Jeffreys. Prof. Joly and the Earth's Thermal History. Phil. Mag. (7) 5, 208—214, 1928, Nr. 27.

J. Joly. The Earth's Thermal History. Phil. Mag. (7) 5, 215—221, 1928, Nr. 27. Scheel.

E. Brylinski. Sur la vitesse de la Terre. C. R. 186, 579—580, 1928, Nr. 9. Der Verf. weist auf Übereinstimmungen in den Kurven der Versuche mit dem Michelson-Interferometer von Miller und von Piccard und Stahel hin und betont die Möglichkeit einer Interpretation durch einen Ätherwind. Tomaschek.

Th. Bötel. Astronomische Ableitung des Ausdrucks für die ablenkende Kraft der Erdrotation. Meteorol. ZS. 46, 354—357, 1929, Nr. 9. Eine elementare Ableitung der Corioliskraft, die es vermeidet, die Bewegung des betrachteten Punktes auf der Erde in eine Bewegung längs des Meridians und eine Bewegung längs des Breitenkreises zu zerlegen. K. Jung.

G. Friedel et V. Maikowsky. Sur les mesures de températures dans les sondages. C. R. 189, 891—893, 1929, Nr. 22. Durch Abänderung einer schon bekannten Temperaturmeßmethode läßt sich die Genauigkeit der Messung wesentlich vergrößern. Es werden einige auf diesem Wege gewonnene Resultate über die geothermische Tiefenstufe mitgeteilt und auf gewisse Fehlerquellen bei derartigen Messungen aufmerksam gemacht. Haurwitz.

Frank M. Gentry. The internal temperature of the earth's crust. Science (N. S.) 70, 332—334, 1929, Nr. 1814. Aus theoretischen Überlegungen folgt für den Fall, daß in der Erdkruste nur radioaktive Vorgänge wärmeerzeugend wirken, eine Formel für die Temperaturzunahme mit der Tiefe von der Gestalt $\theta = \theta_s + A \cdot x + B \cdot x^2$, wobei θ die Temperatur, x die Tiefe, der Index s die Erdoberfläche bezeichnet. Aus Beobachtungsmaterial aus tiefen Bohrlöchern und Schächten folgt $A = 0,00828$, $B = 0,000000816$. K. Jung.

Masao Kuroda. Mechanical Properties of Snow-Layer. Scient. Pap. Inst. Phys. and Chem. Res. Tokyo 12, 69—81, 1929, Nr. 211. Der Verf. untersuchte die „Härte“ des Schnees mit Hilfe eines Kegels, der 10 cm hoch war und an der Basis 20 cm Durchmesser hatte, und den er mit der Spitze voran teils in eine unberührte Schneeschicht, teils in gestampften Schnee fallen ließ. In einer Reihe von Tabellen und Kurven werden die Ergebnisse für verschiedene Tiefen mitgeteilt. Bei hartem Schnee hatte Stampfen keine wesentliche Wirkung. Auch der Widerstand gegen Scherung wurde in einigen Fällen untersucht. Untersuchungen in einer etwa 9 m dicken Schneeschicht ergaben erst Abnahme der Temperatur, dann unten Zunahme auf die Temperatur des Erdbodens (Oberfläche + 0,2°, Minimum — 0,8° in 4 bis 7 m Tiefe, Bodentemperatur + 0,2°); Korngröße fast konstant 0,3 mm bis dicht über dem Boden, dann Zunahme bis 1,2 mm; Härte in den obersten 5 cm stark zunehmend, dann fast konstant. Strukturbilder werden aus verschiedenen Tiefen gegeben. Zum Schluß vergleicht der Verf. die verschiedenen Schichten mit den Schneefällen während des Winters und kann sie ohne große Mühe identifizieren.

Gutenberg.

B. Numerov. Gravity Observations in the Solikamsk and Berezniajky Districts in the Northern Urals in 1926 and 1927. ZS.f. Geophys. 5, 261—265, 1929, Nr. 7.

B. Numerov. Results of Gravity Observations of 1928 near Lake Baskunchak. ZS. f. Geophys. 5, 265—268, 1929, Nr. 7.

B. Numerov. Results of the General Gravity Survey in the Emba District. ZS. f. Geophys. 5, 268—270, 1929, Nr. 7.

B. Numerov. Results of the Gravitational Observations in the region of Grosny in 1928. ZS. f. Geophys. 5, 271—175, 1929, Nr. 7.

B. Numerov. Results of Gravimetric Observations on Shuvalovo Lake in Winter 1927 and 1928. ZS. f. Geophys. 5, 276—289, 1929, Nr. 7. Die genannten Arbeiten bringen in mehreren Figuren die Darstellung der Ergebnisse umfangreicher in Rußland ausgeführter Drehwaagmessungen, teils mit nur kurzem Text. Die erste Veröffentlichung bringt Messungen über einem Salzhorst und läßt erkennen, daß die Schwereanomalie im wesentlichen der Tiefe der Salzoberfläche proportional ist. Die zweite und vierte der Veröffentlichungen läßt erkennen, wie aus den Drehwaagmessungen auf die allgemeine Struktur des Untergrundes geschlossen werden kann, die dritte und vierte der Veröffentlichungen zeigt beachtenswerte Übereinstimmungen zwischen Drehwaage- und Pendelmessungen, selbst bei Abständen der Drehwaagestationen von 1 km und mehr. Besonders interessant sind die Messungen auf dem Schuwallowosee. Die Verteilung der Krümmungsgröße und des Gradienten hängt fast nur von der Gestalt des Seegrundes ab. Bei dem großen Dichteunterschied zwischen Wasser (Eis) und der Erde sind charakteristische Einzelheiten sehr deutlich zu erkennen, die beigegebenen drei Figuren gehören zu den instruktivsten Darstellungen über den Einfluß gegebener Massenanordnungen auf die Drehwaage.

K. Jung.

H. Martin. Zum photographischen Koinzidenzverfahren. ZS. f. Geophys. 5, 316—319, 1929, Nr. 7. (Vortrag Geophys. Ges. Dresden 1929.) Auf S. 148—151 derselben Zeitschrift hat der Verf. ein Verfahren zur Auswertung photographisch registrierter Koinzidenzen angegeben. Es werden nun einige mit Hilfe dieses Verfahrens gewonnene Kurven gebracht und hinsichtlich ihrer Genauigkeit diskutiert.

K. Jung.

F. Höpflner. Die Reduktion von Bruns-Bowie. ZS. f. Geophys. 5, 300—303, 1929, Nr. 7. (Vortrag Geophys. Ges. Dresden 1929.) Die gemessenen

Schwerewerte werden im allgemeinen auf das Geoid reduziert. Das Clairautsche Theorem und die Clairautsche Formel beziehen sich jedoch auf das Niveau-sphäroid. Bei Bearbeitung solcher Probleme, die die Schwereverteilung und die Figur der Erde betreffen, darf man sich also nicht mit den üblichen Reduktionen, selbst nicht den isostatischen, begnügen, sondern muß den Term von Bruns-Bowie, $N \frac{dg}{dN}$, heranziehen, um auf das Sphäroid zu reduzieren. Bei einem Abstand N zwischen Geoid und Sphäroid von 100 m beträgt der Term von Bruns-Bowie etwa 33 Milligal. Durch seine Berücksichtigung kann unter Umständen, wie ein Beispiel zeigt, die scheinbare, ohne seine Berücksichtigung gefundene Schwereanomalie aufgehoben, ja beträchtlich überkompensiert werden. Dies ist besonders bei gleichzeitiger Verwendung von Messungen auf dem Kontinent und im Ozean zu beachten. Bei der Diskussion regionaler Schwereanomalien ist Vorsicht geboten.

K. Jung.

Gerhard Krumbach. Zur Frage der Laufzeitkurven. II. ZS. f. Geophys. 5, 303—314, 1929, Nr. 7. (Vortrag Geophys. Ges. Dresden 1929.) Als Grundlage für weitere Untersuchungen über Laufzeiten wurden die Laufzeitkurven von Wiechert-Zoeppritz, Geiger-Gutenberg, Hecker und Visser zu einer mittleren Laufzeitkurve vereinigt und die mittlere Kurve durch Berücksichtigung neueren Materials verbessert. Die Laufzeitkurve von Mohorovičić zeigt systematische Abweichungen von den anderen sowie der mittleren Laufzeitkurve, vermutlich weil die ihm zur Verfügung gestandenen Registrierungen kleine erste Einsätze enthielten, die auf den meisten Registrierungen nicht zu erkennen sind. Es werden die Abweichungen der Laufzeiten einiger Weltbeben von der mittleren Kurve untersucht. Wie erwartet, zeigen sich Abhängigkeiten vom Epizentralgebiet und der Herdtiefe. Mit beherzigenswerten Ermahnungen zur unbefangenen Auswertung der Seismogramme bei Aufstellung von seismischen Berichten schließt die Veröffentlichung.

K. Jung.

J. W. Gregory. The relative influence of denudation and earth-movements in moulding the surface of the earth. Scientia (2) 40, 217—230, 1926, Nr. 10 (Nr. 174).

Scheel.

I. Lehmann. Über die Laufzeitkurve der Phase $\overline{S_c P_c S}$. ZS. f. Geophys. 5, 259, 1929, Nr. 5/6.

I. Lehmann. $\overline{S_c P_c S}$. Gerlands Beitr. 28, 369—378, 1929, Nr. 4. Die Verf. untersucht die Laufzeitdifferenz zwischen der Longitudinalwelle P und der Welle $\overline{S_c P_c S}$, die im Erdkern longitudinal, im Mantel beidemal transversal läuft. Die Laufzeit der letzteren hängt in den benutzten Distanzen nur wenig von der Entfernung ab. Die beobachtete Differenz stimmt mit den von Gutenberg theoretisch gefundenen Werten überein, die Zahlen von Turner sind um fast 20 Sekunden kleiner. Im übrigen sind bei den einzelnen Beben bestimmte Unterschiede vorhanden, welche die Beobachtungsfehler übersteigen. Die Frage des Einflusses sehr großer Herdtiefen wird angeschnitten.

Gutenberg.

Andrew Thomson. Earthquake Sounds heard at Great Distances. Nature 124, 687—688, 1929, Nr. 3131. Bei einem sehr heftigen Erdbeben am 17. Juni 1929 in Neuseeland wurden außergewöhnlich starke Geräusche wahrgenommen; da in Entferungen von 160 bis 270 km vom Herde eine ganze Reihe von Beobachtern den Schall wesentlich später hörten, als es bei normaler Schall-

ausbreitung hätte der Fall sein müssen, außerdem in Entfernungen von 80 bis 125 km eine „Zone des Schweigens“ vorhanden gewesen zu sein scheint, schließt der Verf., daß es sich bei den großen Distanzen um „anormale Schallausbreitung“ handelt. Als Ursache hierfür verweist der Verf. auf die Theorie von dem Bornes, wonach in der Wasserstoffosphäre die Schallgeschwindigkeit so stark anwächst, daß die Schallstrahlen umbiegen. — Südlich der Schallquelle (Erdbebenherd) wurde nichts gehört; der Verf. vermutet, daß meteorologische Ursachen schuld hieran waren.

Gutenberg.

F. J. W. Whipple. Earthquake Sounds heard at Great Distances. Nature 124, 688, 1929, Nr. 3131. Der Verf. bemerkt zu der vorstehend referierten Abhandlung, daß es sich um den ersten derartigen Fall handelt. Die theoretische Erklärung ist schwer, da bei Erdbeben im Erdinnern erzeugte Schallwellen fast senkrecht in die Atmosphäre eindringen müssen und dann auf keine Weise zur Erde zurückgelangen können. Er verweist darauf, daß die Theorie nach von dem Borne unzutreffend ist, daß vielmehr die Schallstrahlen durch die hohe Temperatur in Höhen von 40 bis 60 km umgebogen werden. Die Hörbarkeit im Norden entspricht etwa den Verhältnissen in England, wo die anomale Zone im Winter vorwiegend im Südosten von der Schallquelle auftritt. Weitere Untersuchungen sind notwendig.

Gutenberg.

Boris Weinberg. Die Größenordnung der lokalen magnetischen Variationen und die Methodologie der magnetischen Aufnahmen. ZS. f. Geophys. 5, 321, 1929, Nr. 7. (Vortrag Geophys. Ges. Dresden 1929.) Die Genauigkeit der Einzelmessungen bei Landesaufnahmen wird überschätzt. Die Abstände zwischen den Stationen sind zu klein. Eine ausführliche Zusammenfassung russischer Arbeiten darüber wird angekündigt.

J. Bartels.

H. E. McComb. Induction-coefficients for magnetometer-magnets. Terrestr. Magn. 34, 241—247, 1929, Nr. 3. Es wird ein Apparat beschrieben, mit dem die Induktionskoeffizienten von Ablenkungsmagneten nach Lamonts Methode bestimmt werden. Dabei steht der Ablenkungsmagnet mit vertikaler Achse senkrecht über der Ablenkungsschiene des Magnetometers und wird durch die Vertikalkomponente des Erdfeldes induziert. Die Genauigkeit ist am größten, wenn der vertikale Abstand des Magnets über der Schiene halb so groß ist wie sein horizontaler Abstand von der Nadel.

J. Bartels.

W. Uljanin. Ein transportables elektrisches Magnetometer. Terrestr. Magn. 34, 199—207, 1929, Nr. 3. Der Körper des Magnetometers, das in Kasan zusammengestellt ist, besteht aus einem gegossenen dickwandigen Messingzylinder mit zwei eingedrehten Nuten, in die je 2800 Windungen gewickelt sind. Abstand und Radius der Spulen betragen 5 cm. Von ähnlichen Instrumenten unterscheidet sich dieses durch ein zweites Paar kleinerer Spulen (Galvanometer-spulen), die in nächster Nähe des Magnets im Mittelpunkt der großen Spulen angebracht sind. Diese ersetzen ein empfindliches Nullgalvanometer, mit dessen Hilfe der Ablenkungsstrom durch Kompensation eines Normalelements abgeglichen wird. Diese Methode, bei der man mit demselben Magnet zugleich die Ablenkung mißt und die Kompensation prüft, soll nicht zu Fehlern führen und der Anwendung eines besonderen Galvanometers vorzuziehen sein. Konstruktion, Schaltungsschema und Konstantenbestimmung werden beschrieben; die Ablenkung wird zu etwa 70° gewählt. Die relative Genauigkeit ist 10^{-6} des

gänzen Wertes von H . Zum Schluß werden Erfahrungen mit Westonelementen mitgeteilt; der Verf. empfiehlt ungesättigte Standardelemente wegen ihres geringeren Temperaturkoeffizienten.

J. Bartels.

Fr. Göschl. Einige wichtige planetare Ursachen für die Schwankungen des Erdmagnetismus im Jahre 1927. Terrestr. Magn. 34, 215—223, 1929, Nr. 3. Der Verf. hat sich eine größere Anzahl von Regeln ausgedacht, mit deren Hilfe er wahlweise den erdmagnetischen Störungszustand mit den Stellungen der Sonne, des Mondes und der Planeten in Verbindung zu bringen glaubt.

J. Bartels.

V. M. Slipher und L. A. Sommer. Zur Deutung des Nordlichtspektrums. Naturwissensch. 17, 802—803, 1929, Nr. 41. Mit einem besonders lichtstarken Spektrographen (Öffnungsverhältnis 1 : 1) wird in Flagstaff (Arizona) das Spektrum eines Nordlichtes aufgenommen. Es besteht außer aus den negativen Stickstoffbanden und der grünen Nordlichtlinie $\lambda 5577$ noch aus einer Linie bei $\lambda 5206$. Diese Linie ist auch schon früher beobachtet worden (s. Kaysers Handbuch Bd. 5, S. 57). Sie wird hier gedeutet als der verbotene Übergang $2\ p\ ^2D \rightarrow 2\ p\ ^4S$ des N I-Spektrums. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist nach der Analyse von Hopfield eine solche Linie gerade an dieser Stelle zu erwarten. Danach wären außer N_2 , N_2^+ -Molekülen und O-Atomen auch N-Atome in den hohen Atmosphärenschichten nachgewiesen.

G. Herzberg.

Ivy Jane Wymore. Relation of radio wave propagation to disturbances in terrestrial magnetism. Bur. of Stand. Journ. of Res. 2, 1201—1211, 1929, Nr. 6 (Res. Pap. Nr. 76). Verf. untersucht, wie sich die Empfangsintensität drahtloser Signale von niedriger Frequenz (15 bis 24 Kilohertz) in Abhängigkeit von starken magnetischen Störungen ändert. Es werden hierzu Messungen der Empfangsstärke von den Signalen amerikanischer Stationen (250 bis 400 km Distanz) sowie außerhalb der Vereinigten Staaten liegender Stationen (4000 bis 7100 km) herangezogen, die vom Bureau of Standards in Washington ausgeführt sind. Es ergibt sich für die am Tage empfangenen Signale: 1. Über lange Distanzen (4000 bis 7100 km). Die Intensität der Signale sinkt unter die normale einige Tage vor dem Maximum der magnetischen Störung. Danach zeigt sich ein sicherer Anstieg von ein bis vier Tagen nach dem Sturm. 2. Über kurze Distanzen (250 bis 400 km). Es zeigt sich eine Intensitätszunahme über den Durchschnitt zwei bis vier Tage vor der Störung, eine unternormale Intensität während der Hauptstörung, danach ein starker Intensitätsanstieg von zwei bis vier Tagen nach dem Sturm.

Cario.

Daizō Nukiyama and Hisashi Noto. A Contribution on the Charges of Thunderclouds. S.-A. Jap. Journ. Astron. 6, 71—81, 1928, Nr. 2. Eine auf einem flachen Dache in Tokio ausgespannte, 30 m lange Antenne, die über ein Galvanometer geerdet war, gab bei Gewittern plötzliche Stromstöße, aus denen auf die Feldänderungen geschlossen werden kann. Die Verff. vermuten auf Grund ihrer Beobachtungen, daß die Gewitterwolken, die im Innern von Japan entstehen, vom „Simpsontyp“ sind, während die Wolken, die an der Küste sich bilden, vom „Wilsontyp“ sind.

K. Kähler.

R. E. Watson. A modern photographic electrograph. Journ. scient. instr. 5, 145—152, 1928, Nr. 5. Der von Watson gebaute registrierende Elektrograph war für Mauritius bestimmt, in dessen feuchtem Klima besondere Sorgfalt

für gute Isolation nötig war. Das wurde durch besonders gebaute Schwefelisolatoren erreicht, die so geschützt waren, daß der Eintritt zur wirksamen Schwefeloberfläche und damit die Kondensation feuchter Luft verhindert wurde. Als Elektrometer diente ein Dolezaleklemeter mit Bernsteinisolation. Die Kamera, die das photographische Papier enthält, ist besonders handlich eingerichtet. Die Registriervorrichtung ist, wobei ein radioaktiver Kollektor benutzt wurde, mit der Potentialgefäleregistrierung von Kew verglichen worden. Es ergab sich selbst bei großen Schwankungen des Gefälles gute Übereinstimmung.

K. Kähler.

A. Stäger. Vulkanische Elektrizität und verwandte Gebiete. S.-A. Gerlands Beitr. 16, 277—328, 1927, Nr. 3. Die Arbeit bringt eine Zusammenstellung des Tatsachenmaterials über vulkanische Elektrizität und der damit in Zusammenhang stehenden Erscheinungen, sowie „in zweiter Linie“ Erklärungsversuche. Der erste Abschnitt umfaßt eine Reihe ausführlicher Augenbeobachtungen über die elektrischen Erscheinungen bei Vulkanausbrüchen, sowie einige Berichte über die magnetischen und elektromagnetischen Wirkungen. Da sich aus den Berichten ein enger Zusammenhang der Elektrisierung mit den Aschen ergibt, wird im zweiten Abschnitt die Höhe und Geschwindigkeit der Eruptionswolken, die Menge, Dichte und Zusammensetzung der Aschenwolken behandelt. Bevor er auf die Erklärungsversuche eingeht, stellt Stäger im dritten Abschnitt den heutigen Stand der Gewitterforschung dar. Der vierte Abschnitt bringt dann die bisherigen Erklärungsversuche der vulkanischen Elektrizität und ihre Kritik. Stäger kommt dabei zu dem Ergebnis, daß „noch keine umfassende und auf quantitative Experimente gegründete Theorie der vulkanischen Elektrizität existiert“. Da die staubelektrischen Erklärungsversuche am meisten Aussicht haben, werden die Staubgewitter im sechsten Abschnitt eingehender behandelt und im siebten zur Erklärung der vulkanischen Elektrizität herangezogen. Nachdem dann noch im achten Abschnitt kurz auf die Erklärung der magnetischen und elektromagnetischen Wirkungen eingegangen worden ist, wird am Schluß zusammengestellt, welche Beobachtungen in Zukunft wichtig wären.

K. Kähler.

Henry A. Erikson. On the nature of the ions in air. Phys. Rev. (2) 38, 403—411, 1929, Nr. 3. In sorgfältig getrockneten Gasen (Luft und Stickstoff) wird nach der Luftstrommethode die Beweglichkeit der durch Poloniumstählen erzeugten Ionen gemessen. Es ergeben sich für positive Ionen in bekannter Weise Verteilungskurven, deren Maxima auf die Existenz zweier getrennter Beweglichkeitswerte schließen lassen, von denen der eine — größere — mit der Beweglichkeit der negativen Ionen übereinstimmt (Initialstadium), während der zweite Wert einen nach Verlauf einer bestimmten Alterungszeit erreichten Zustand repräsentiert (Endstadium). Durch Variation der Entfernung zwischen Ionenerzeugungsstelle und Meßort, also auch des „Alters“ der Ionen, gelingt es, alle Übergänge der Verteilungskurven zwischen dem ausschließlichen Vorhandensein der Initialionen bzw. des Endstadiums darzustellen. Wird nun im letzten Falle, d. h. bei Vorhandensein nur alter Ionen, dem Gasstrom in steigendem Maße Wasserdampf zugesetzt, so treten jetzt wieder Initialionen größer Beweglichkeit auf, und zwar um so mehr, je größer der Feuchtigkeitszusatz ist. Hierin erblickt Verf. einen direkten experimentellen Beweis für seine früher aufgestellte Hypothese, daß nämlich ein Wasserdampfmolekül mit Leichtigkeit ein Elektron an ein Stickstoffion abtritt, so daß ein neutrales N₂-Molekül und ein einmolekulares, also schnell bewegliches Wasserdampfion resultiert, das

allerdings, wie weitere Versuche zeigen, ebenfalls der Alterung unterliegt. Alle diese Befunde lassen sich nun nach Ansicht des Verf. am ungezwungensten dadurch erklären, daß man annimmt, daß der gemeinsame Beweglichkeitswert des negativen und des positiven Initialions ($1,87 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{Volt}$) dem einmolekularen Träger entspricht, während der Endwert des positiven Ions ($1,36 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{Volt}$) die erste Stufe der Agglomeration, also die Bildung des zweimolekularen Trägers bedeutet.

G. Mierdel.

John Zeleny. The distribution of mobilities of ions in moist air. Phys. Rev. (2) 34, 310—334, 1929, Nr. 2. Die zahlreichen experimentellen Arbeiten über Ionenbeweglichkeit zeigen, wie vom Verf. eingehend diskutiert wird, noch erhebliche Unstimmigkeiten bezüglich der Frage nach dem Vorhandensein einer oder mehrerer Gruppen von Ionen verschiedener Beweglichkeit. Für Luft mit bekanntem Wasserdampfgehalt werden deshalb nach der Strömungsmethode sorgfältige Neubestimmungen durchgeführt unter Ausschluß von Fehlerquellen, die eventuell frühere Messungen gestört haben können. Die Luft ströme in dem Zwischenraum zwischen zwei koaxialen Zylindern, von denen der innere den mit dem Elektrometer verbundenen und längs seiner Achse verschiebbaren Auffänger, der äußere eine Vorrichtung zur Erzeugung von Ionen trug. Besondere Sorgfalt wurde auf völlige Turbulenzfreiheit gelegt, und zwar durch Verwendung extrem kleiner Strömungsgeschwindigkeiten (10 bis 20 cm/sec). Kontrollversuche mit Rauchfäden in einem gleichdimensionierten Modellrohr konnten die vollständige Wirbellosigkeit erweisen. Die Beweglichkeitsmessungen wurden nun in zweierlei Weise vorgenommen, entweder bei konstanter Stellung des Auffängers und veränderlicher Spannung, oder umgekehrt. Die Ionen wurden durch radioaktive Strahlung in einem den äußeren Zylinder ringförmig umgebenden Raum erzeugt und gelangten mit Hilfe eines schwachen Hilfsluftstromes durch schmale Öffnungen in den Hauptkanal. Aus geometrischen Verhältnissen berechnete sich so ihr „Alter“ zu etwa 2,5 Sek., so daß es sich also stets um „Final Ions“ im Sinne Eriksons handelte. Nach Anbringung von Korrekturen bezüglich der endlichen „Spaltweiten“ und der Radialgeschwindigkeit des die Ionen einführenden Hilfsstromes, die nur einige Prozent ausmachen und sich recht gut abschätzen lassen, ergeben die endgültigen Resultate Verteilungskurven der Ionenbeweglichkeiten mit nur einem recht breiten Maximum sowohl für positive als auch für negative Ionen. Der durchschnittliche Beweglichkeitswert berechnet sich daraus weitgehend unabhängig vom Wasserdampfgehalt zu $1,20$ bzw. $2,00 \text{ cm}^2/\text{sec} \cdot \text{Volt}$. Anschließend wurden Messungen der durch Diffusion verbreiterten Ionenströme ohne Luftstrom vorgenommen, die eine so gute Übereinstimmung mit den aus der Einstein'schen Diffusionsformel zu ziehenden Folgerungen eingeschlossen, daß man daraus auf die Abwesenheit eines merklichen Abstoßungseffektes der Ionen schließen kann. Die Messungen bei fester Spannung, aber variabler Lage des Auffängers werden teils rechnerisch, teils graphisch korrigiert bezüglich der Ionendiffusion und der endlichen Spaltbreite. Selbst nach Abzug dieser im Sinne einer Verbreiterung der Verteilungskurven wirkenden Fehlerquellen bleibt noch eine Verteilung der Ionenbeweglichkeit auf 30 bis 40 % zu beiden Seiten der Durchschnittsweite übrig. Die letzteren selbst stimmen recht gut mit den obigen Zahlen überein und sind in geringem Grade vom Feuchtigkeitsgehalt abhängig. Die Ergebnisse werden dahingehend diskutiert, daß die Ionen aufgefaßt werden als Anhäufungen von sehr vielen Molekülen, im Gegensatz zu Erikson, der für Initialionen den ein-, für alte Ionen den zweimolekularen Zustand annimmt.

G. Mierdel.

J. Egedal. Variation of Conductivity of the Upper Atmosphere. *Nature* 123, 642—643, 1929, Nr. 3104. Die wechselnde Höhe des Polarlichtes steht in engem Zusammenhang mit dem Ebbe- und Flutzustand der oberen Atmosphäre und ebenso mit deren elektrischer Leitfähigkeit. Gewisse Änderungen magnetischer Erscheinungen scheinen dies zu bestätigen. Die Existenz einer resultierenden starken Änderung in der Höhe der leitenden Schichten ist durch Ausbreitungsversuche mit elektromagnetischen Wellen zu prüfen. *K. Krüger.*

E. A. Tscherniawsky. Luftelektrizität und geophysikalische Grundlagen der Elektroionenkultur. *Mittelasiat. Meteorol. Inst. Taschkent, Geophys. Obs., Luftelektr. Abt.* 1928, 31 S. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Wie der kurzen deutschen Zusammenfassung zu entnehmen ist, untersucht die Arbeit die Zusammenhänge zwischen den Vorgängen des Wachstums von Pflanzen und den luftelektrischen Elementen auf Grund von Versuchen, die im Laufe von vier Jahren ausgeführt wurden. *K. Kähler.*

A. Vincent. Sur l'électrisation de vents chargés de neige. *C. R.* 188, 928, 1929, Nr. 13. In Shannavon (Kanada) wurde bei klarem Himmel durch heftigen Wind Schnee vom Boden emporgewirbelt. Dadurch wurde eine kleine Antenne so kräftig elektrisiert, daß aus ihr Funken gezogen werden konnten. *K. Kähler.*

G. Petrucci. Anormali dispersioni elettriche dell'atmosfera. *Cim. (N. S.)* 6, 305—310, 1929, Nr. 7. Zerstreuungsmessungen in Palermo ergeben bisweilen abnorm hohe Werte, bis zu 1000mal so groß wie die normalen, die manchmal minutenlang, manchmal stundenlang anhalten. Von der Feuchtigkeit hängen sie nicht ab, wohl aber treten gleichzeitig Anomalien des Luftdruckes auf. Die abnormalen Zerstreuungswerte treten an Tagen mit Südwind auf. Der Verf. bringt sie in Beziehung zu den von Brillouin auf dem Kongreß zu Como mitgeteilten Betrachtungen über die Instabilität elektrisierter Luftsichten. Nach einem etwaigen Zusammenhang mit Radiostörungen soll noch gesucht werden. *K. Przibram.*

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. La tension superficielle. Partage d'un globe en plusieurs autres sous l'influence d'un choc ou d'un rebondissement. *C. R.* 189, 512—514, 1929, Nr. 15. Verf. berichtet über die Eigenschaft des Kugelblitzes, enge Öffnungen zu passieren und nachher wieder seine frühere Gestalt anzunehmen. Weniger bekannt ist das Phänomen, daß sich der Kugelblitz bei Stoß oder Rückprall in mehrere kleine Kugeln teilt. Sowohl diese Teilung als auch die Eigenschaft des Kugelblitzes, kleine Öffnungen zu passieren, wird als ein Phänomen der Oberflächenspannung dargestellt. *F. Seidl.*

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. Abaissement de sa tension superficielle par des impuretés. *C. R.* 189, 607—608, 1929, Nr. 17. Es werden einige Kugelblitzerscheinungen beschrieben, bei denen eine Teilung in mehrere Kugeln beobachtet wurde. Ferner wird mitgeteilt, daß Absorption von Verunreinigungen die Oberflächenspannung herabsetzt. *F. Seidl.*

Actual Lightning Measured. *Electrical World* 94, 978—979, 1929, Nr. 20. Bilder und Kathodenstrahlzosillogramme des 1928 errichteten „Blitzlaboratoriums“ der G. E. C. an verschiedenen 220 kV-Freileitungen in Wallenpaupack, Pa.

Zur Kenntnis der auftretenden Feldstärken ist eine ganze Reihe von Blitzoszillogrammen nötig, zumal die Blitzüberspannungen häufig zu Leitungsüberschlägen führen und der weitere Verlauf im Oszillogramm dann nur noch von den Leitungskonstanten abhängt. Ein Oszillogramm von 1928 zeigt einen Anstieg der Blitzspannung auf ihren Maximalwert von 2500 kV innerhalb 8 μ sec, ein Absinken auf die Hälfte dieses Wertes innerhalb weiterer 9 μ sec und eine Gesamtdauer von 35 μ sec. Von zwei weiteren, 1929 aufgenommenen Oszillogrammen zeigt das eine einen von einer Blitzüberspannung herrührenden Erdenschluß mit plötzlichem Sprung von hohem negativen zu kleinerem positiven Spannungswert, das letzte (nahezu zeitproportionaler positiver Anstieg auf 800 kV in 8 μ sec) im Gegensatz zu den beiden vorhergehenden einen vollständig glatten Verlauf ohne überlagerte Hochfrequenz. Zum Schluß Hinweis auf Schwierigkeit und Kostspieligkeit der Aufnahme von Blitzoszillogrammen.

Knoll.

L. V. Bewley. Traveling Waves Due to Lightning. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 48, 729—733, 1929, Nr. 10. Im vorliegenden Abschnitt einer größeren Arbeit über atmosphärische Entladungen ist die Bildung und Ausbreitung von Entladungswellen atmosphärischen Ursprungs auf Freileitungen diskutiert. Neben graphischen Konstruktionen der Wellenformen in Abhängigkeit von der Verteilung der gebundenen Ladung und dem Maß und Gesetz der Entladung wird die exakte Gleichung für die Form der Entladewellen angegeben. Sie enthält implizite die Verteilung der anfänglich gebundenen Ladung und den zeitlichen Verlauf ihrer Entladung. Die Form der Entladewellen atmosphärischen Ursprungs lässt sich jedoch bereits mit genügender Genauigkeit durch eine empirische Beziehung von der Form $e = E(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$ für $t > 0$ angeben. E ist die Amplitude der gebundenen Ladung, α ein Faktor für den Verlauf der Stirn und β für den Wellenrücken. Außer weiteren Beispielen wird die Umbildung der Wellenform beim Auftreffen einer Wanderwelle auf eine Serieninduktivität mit angeschlossener Leitung durchgerechnet.

Reimann.

Werner Feld. Die Abschätzung der Blitzenergie aus ihren Wirkungen beim Einschlag in den Drachendraht. Mitt. Aeronaut. Observat. Lindenbergs 1928, S. 169—170, Dezember. Am 17. November 1928 schlug der Blitz bei laufender Winde in den Drachendraht des Lindenberger Observatoriums. Es wurden 2780 m Draht geschmolzen. Durch Versuche wurde festgestellt, daß zum Abschmelzen von $\frac{1}{2}$ m Draht von 1 mm Durchmesser rund 7000 Wattsekunden erforderlich sind. Dabei ergab sich als mittlerer Widerstand 0,72 Ohm. Unter Berücksichtigung der Drahtsorten und der nicht ganz gleichmäßigen Dicke des vom Blitz geschmolzenen Drahtes ergibt sich als gesamter mittlerer Widerstand 4100 Ohm. Als Gesamtarbeit, die zum Schmelzen nötig war, errechnen sich 40 Millionen Voltamperesekunden oder als aufgewandte Wärmemenge mindestens 9500000 cal. Zum Vergleich ist dann noch die erforderliche Wärmemenge aus den Wärmedaten (Schmelztemperatur, Schmelzwärme und spezifischer Wärme des Eisens) berechnet worden. Daraus ergeben sich 8350000 cal. Wenn man berücksichtigt, daß es sich nur um Überschlagsrechnungen handelt, so ist die Übereinstimmung ganz gut.

K. Kähler.

A. Hoyt Taylor and L. C. Young. Studies of echo signals. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1491—1507, 1929, Nr. 9. Außer den häufig diskutierten Umlaufzeichen treten bei kurzen Wellen zuweilen Echos mit sehr geringer Zeitdifferenz gegenüber dem Hauptzeichen auf, welche unter Umständen die Signale völlig unlesbar machen können. Um die Natur dieser Erscheinungen zu klären, wurden die

Zeichen eines in Washington aufgestellten Kurzwelленsenders oszillographisch in dem südöstlich gelegenen, etwa 18 km entfernten Observatorium Cheltenham registriert. Die dortige Anlage bestand aus vier nach den Haupthimmelsrichtungen orientierten Antennen, so daß die Möglichkeit bestand, die ungefähre Richtung der einfallenden Echos zu bestimmen. Entgegen den ursprünglichen Erwartungen ergaben die Ostantenne und in zweiter Linie die Südantenne die häufigsten und stärksten Kurzzeitenechos. Da in beiden Richtungen die See liegt, scheint daraus hervorzugehen, daß die Meeresoberfläche besonders geeignet ist, solche Echozeichen zurückzuwerfen. Die Zeitdifferenzen der Echos gegenüber dem Hauptzeichen (zwischen 0,01 und 0,045 Sek.) gruppieren sich meist um bestimmte Werte herum, welche sich entsprechend der Tageszeit ändern. Diese Erscheinung hängt nach Ansicht der Verff. mit dem Wandern der Sprungentfernung zusammen, d. h. mit der wechselnden Höhe der leitenden Schicht. Trägt man die Werte für die Echozeiten als Funktion der Tageszeit auf, so erhält man eine Kurve mit mehreren scharfen Knicken. Aus dieser Kurve ergibt sich, daß die Höhenänderung der Ionisierungsschicht nicht so kontinuierlich vor sich geht, wie man bisher gedacht hat. In einem hier gezeigten Falle (18. Juli 1928) wächst z. B. die Sprungentfernung in den Nachmittagsstunden bis 17 Uhr, nimmt dann rapide ab bis 17 Uhr 45 Min., um nachher noch einmal bis 20 Uhr 30 Min. zu wachsen. Die bemerkenswerte rapide Abnahme zwischen 17 Uhr und 17 Uhr 45 Min. wird auf die Abkühlung der Luft bei Sonnenuntergang und ein dadurch hervorgerufenes Herabsinken der oberen Luftsichten zurückgeführt. *K. Krüger.*

W. F. G. Swann. Theory of the charging effect on an insulated body exposed to primary corpuscular radiation or to corpuscular radiation initiated by the cosmic radiation. Journ. Frankl. Inst. 208, 259 — 274, 1929, Nr. 2. Verf. berechnet, daß, wenn man den negativen Ausfall des bekannten Schweidler-Swannschen Aufladungsexperiments in der verfeinerten Form von Swann und Longacre (s. das folgende Referat) erklären und trotzdem die Aufrechterhaltung der negativen Erdladung auf hochgeschwindige, aus dem Weltraum zur Erde gelangende Elektronen zurückführen will, diese Elektronen einen Absorptionskoeffizienten haben müßten, der 6000 mal kleiner wäre als der der γ -Strahlen von RaC. Eine solche Strahlung müßte also noch zehnmal härter sein, als der bisher beobachtete härteste Anteil der kosmischen Ultrastrahlung. Auch die zweite im Titel angegebene Annahme (Auslösung der die Erdladung ergänzenden Elektronen durch eine primäre Ultra- γ -Strahlung) führt zu unbefriedigenden Ergebnissen. Swann kommt hier zu dem Ergebnis, daß dann die primäre Ultra- γ -Strahlung viel härter sein müßte, als man je beobachtet hat. Auch energetische Überlegungen führen zu dem Resultat, daß man eine Aufrechterhaltung der Erdladung durch die bisher beobachtete Ultrastrahlung oder deren Sekundäreffekte nicht erklären kann; denn um sie erklären zu können, müßte die Gesamtenergie der kosmischen Ultrastrahlung viel größer sein.

V. F. Hess.

W. F. G. Swann and A. Longacre. An endeavor to detect a corpuscular current entering the earth. Journ. Frankl. Inst. 208, 275 — 282, 1929, Nr. 2. Experimente von Swann, ausgeführt in Norwegen (s. Journ. Frankl. Inst. 208, 11 — 33, 1927), haben ergeben, daß die an isolierten Kupferzylin dern durch den hypothetischen, auf die Erde zu fließenden Elektronenstrom beobachtete Aufladung höchstens 1,5% des Betrages ausmacht, der zur Aufrechterhaltung der negativen Erdladung erforderlich wäre (1500 Elektronen pro Quadratmeter und Sekunde). Die vorliegende Arbeit von Swann und Longacre

stellt eine mit weiter verfeinerter Versuchsanordnung durchgeführte Wiederholung der erwähnten Experimente dar. Es wird abwechselnd je einer von zwei isolierten hohlen Kupferzylindern mit einer kompakten Kupfermasse ausgefüllt und die auftretenden Ladungseffekte verfolgt. Die neuen, im Sommer 1928 in Ithaca (Staat New York) ausgeführten Versuche sind wieder negativ ausgefallen, d. h. man muß aus ihnen den Schluß ziehen, daß höchstens 2% des zur Aufrechterhaltung nötigen Elektronenstromes in den Beobachtungen sich zeigen. Wenn also wirklich dieser Strom existiert, müßten diese Elektronen so durchdringend sein, daß in einem 100 cm dicken Kupferbarren nur 0,5% absorbiert würden. Der verwendete Kupferzylinder war nur 20 cm hoch, würde also nur 0,2% der Elektronen absorbieren. Bezuglich der Einzelheiten in der Verfeinerung der elektrometrischen Anordnung muß auf das Original verwiesen werden.

V. F. Hess.

A. K. Das. Bemerkung zur Natur der Höhenstrahlung. Naturwissenschaften 17, 543–544, 1929, Nr. 27. Die Zählversuche von Bothe und Kolhörster lassen auf korpuskulare Natur der Höhenstrahlung schließen, über die Art der Korpuskeln (Elektronen, Protonen) geben sie keinen Aufschluß. Verf. sucht aus der Fundamentalgleichung der Wellenmechanik unter Verwendung der Schlüsse von Ornstein und Burger sowie MacLewis nachzuweisen, daß nur Protonen, eventuell auch Heliumatome von $\beta = 0,7$ sich so wie die Höhenstrahlen verhalten können. Man vergleiche dazu F. T. Holmes, Penetrating Radiation and de Broglie Waves, Nature 123, 943, 1929. Kolhörster.

W. Bothe und W. Kolhörster. Die Natur der Höhenstrahlung. Phys. ZS. 30, 516–517, 1929, Nr. 17. Beobachtet man mit zwei Geiger-Müllerschen Zählrohren, so findet man Koinzidenzen, welche zum größten Teil von der Höhenstrahlung herrühren, indem ein und derselbe Korpuskularstrahl durch beide Zählrohre gleichzeitig hindurchgeht. Bringt man zwischen die beiden Zählrohre absorbierende Schichten, so nimmt die Häufigkeit der Koinzidenzen entsprechend der Absorbierbarkeit der Korpuskularstrahlen ab. Bei der Höhenstrahlung konnte in dieser Weise eine deutliche Abnahme erst durch einen Goldblock von 4,1 cm Dicke als Absorber festgestellt werden. Daraus ergibt sich der Massenabsorptionskoeffizient dieser Korpuskularstrahlen zu $(3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$, also ein Wert, der ganz im Bereich der für die Höhenstrahlung gemessenen Absorptionskoeffizienten liegt; 2. stimmt die Häufigkeit der Koinzidenzen als Funktion der Absorberdicke mit der Absorptionskurve der Höhenstrahlung aus Ionisationsmessungen überein, und vergleicht man 3. damit die Absorbierbarkeit der Höhenstrahlung selbst allein aus den Ausschlägen eines Zählrohres, so zeigt sich, daß Höhen- und Korpuskularstrahlung unter denselben Bedingungen dieselbe Absorbierbarkeit besitzen. Man kann also nicht sagen, daß bei diesen Versuchen die Sekundärelektronen der harten Komponente der Höhenstrahlung beobachtet worden sind. Vielmehr erklären sich die Ergebnisse am einfachsten unter der Annahme, daß die Höhenstrahlung korpuskular ist. Sie liefert 0,01 Teilchen/sec/qcm der freien Erdoberfläche. Ihr Ionisationsvermögen beträgt 90 Ionenpaare/cm Normalluft, ihre Energie über 10^9 e-Volt. Es besteht die Möglichkeit, daß diese Strahlen durch das Erdfeld nachweisbar beeinflußt werden können, ähnlich wie die Polarlichter, auch magnetische Ablenkungsversuche könnten über das Vorzeichen der Korpuskularstrahlung Auskunft geben.

Kolhörster.

V. F. Hess und O. Mathias. Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlen auf dem Sonnblick (3100 m). Phys. ZS. 30, 766–767, 1929, Nr. 21.

(Vortrag Deutscher Physikertag Prag September 1929.) Verff. haben die einfachen Registrierer des Ref. weiter ausgebaut und mit drei Strahlungsapparaten nach Kohlörster auf dem Sonnblick (3100 m) vom 1. Juli bis 3. August 1929 registriert. Die Registrierungen werden mit einem Apparat auf ein Jahr fortgesetzt. Numerische Ergebnisse können derzeit noch nicht mitgeteilt werden, da die Bearbeitung noch einige Zeit erfordern wird.

Kohlörster.

J. Thoulet. Cénes de tourbillonnement liquides océaniques isothermes. C. R. 189, 940—942, 1929, Nr. 22. Verf. beschreibt zwei ozeanische Zirkulationen bei Tahiti im Pazifik und bei Tristan da Cunha im Südatlantik, die man als isotherme, kegelförmige Wirbel bezeichnen kann. Die Form dieser Wirbel wird durch die Isothermenflächen von 2° (Tahiti), bzw. 3° (Tristan da Cunha) bestimmt, die man also als Grenzen der Wirbel bezeichnen kann. Die Entstehung dieses Phänomens wird auf das Aufeinandertreffen zweier Ströme mit verschiedener Temperatur, Salinität und Geschwindigkeit zurückgeführt. Daneben dürfte auch die Beschaffenheit des Bodenprofils bei dem Zustandekommen der Wirbelbewegung eine Rolle spielen. Der Wirbel von Tahiti hat an seiner oberen Grenze (in 2560 m Tiefe) einen Durchmesser von 480 Meilen. Er erstreckt sich bis in eine Tiefe von 3650 m. Der Wirbel von Tristan da Cunha hat einen Durchmesser von 350 Meilen an seiner oberen Grundfläche (in 1100 m Tiefe). Er erstreckt sich bis 3500 m unter die Meeresoberfläche.

Haurwitz.

Wilhelm Anderson. Über den Samazustand „erster“ Art und „zweiter“ Art. ZS. f. Phys. 58, 440—442, 1929, Nr. 5/6. Die von manchen Forschern vertretene Ansicht, es könne bei Gasen und anderen Körpern durch die Gravitation allein ein dauernder Temperaturgradient hervorgerufen werden (Samazustand), führt nach dem Verf. zu dem Schluß, daß es zwei verschiedene derartige Zustände geben muß. Bei sehr schnellen Molekülen versagt das Maxwell'sche Verteilungsgesetz. Infolgedessen bildet sich ein Temperaturgefälle aus (Samazustand erster Art). Andererseits hat Wärme als eine Energieform Gewicht; zu ihrer Hebung zu einer höheren Niveaufläche wird also Energie verbraucht. Das kommt in einem Temperaturgefälle zum Ausdruck: Samazustand zweiter Art. Beide Zustände können gleichzeitig in demselben Körper auftreten.

Haurwitz.

Eduard Stoecker. Zur Höhenkorrektion des Luftdrucks in den synoptischen Wetterkarten. Meteorol. ZS. 46, 435—437, 1929, Nr. 11. Verf. macht darauf aufmerksam, daß die Umrechnung auf Meeressniveau für die Luftdruckmessungen nicht fehlerfrei ist. Unter Anwendung der Eulerschen Gleichung stellt er für die anzubringende richtige Korrektion (\bar{p}) eine neue Differentialgleichung auf. Dabei wird der Zusammenhang zwischen Druck und Strömungen in der Atmosphäre berücksichtigt. Erst wenn der Verlauf der Windgeschwindigkeit, des Druckes und der Temperatur längs einer Stromlinie bekannt ist, läßt sich die Druckkorrektion richtig ausrechnen.

H. Ebert.

W. B. Schostakowitsch. Periodizität in den geophysikalischen und biologischen Erscheinungen. Meteorol. ZS. 46, 16—23, 1929, Nr. 1. Scheel.

W. B. Schostakowitsch: Über die Periodizität im Verlauf der Klimalelemente, über die Kälte- und Wärmewellen und andere verwandte Erscheinungen. Meteorol. ZS. 46, 137—146, 1929, Nr. 4. Der Witterungsablauf von Oktober/Dezember zeigt für Luftdruck und Temperatur bei einer

großen Zahl von nordischen, hauptsächlich sibirischen Stationen einen periodischen Ablauf von 4,5 Tagen. Die Übereinstimmung mit den älteren Arbeiten von Defant zeigt, daß sich die kalte Luft besonders leicht über sibirische und türkische Niederungen verbreitet. Dieselben Wellen finden sich in dieser Jahreszeit auch an einigen polaren Stationen. Verf. sieht die Ursache für die Energiemenge dieser Wellen in dem Gegensatz zwischen dem eisbedeckten überkalteten Grönland und dem warmen Golfstrom.

R. Süring.

W. B. Schostakowitsch. Perioden starker und schwacher Aktivität im Verlauf der geophysikalischen und biologischen Erscheinungen. Meteorol. ZS. 46, 851—854, 1929, Nr. 9. In früheren Aufsätzen (Meteorol. ZS. 44, 247, 1927; 45, 121, 326, 1928; 46, 16—23, 1929) glaubte Verf. einen Zusammenhang zwischen dem rhythmischen Ablauf der Sonnenflecken und hydrographischen und biologischen Erscheinungen gefunden zu haben, und zwar derart, daß ein verstärkter und rasch sich ändernder Sonnenwärmezufuß den Verlauf aller irdischen Prozesse außerordentlich verschärft. Die Ruheperioden fallen mit der Zeit um das Sonnenfleckeminimum zusammen. Nach Ansicht des Verf. können wir daher gerade jetzt extreme Schwankungen sowohl des Klimas als auch überhaupt der geophysikalischen und biologischen Erscheinungen (Ernterüttäge) erwarten.

R. Süring.

R. Bureau. Sondages de pression et de température par radiotélégraphie. C. R. 188, 1565—1566, 1929, Nr. 24. Es wird eine Sendeanordnung beschrieben, mit deren Hilfe die Aufzeichnungen eines Registrierballons (Druck und Temperatur) drahtlos nach dem Boden übermittelt werden können. Die Zeiger der Instrumente berühren einen rotierenden Zylinder, dessen Mantel abgerollt ein Rechteck ergibt, das diagonal in einen leitenden und einen isolierenden Anteil zerfällt. Bei der Umdrehung wird dadurch die Zeittdauer der von den Zeigern hervorgerufenen Kontakte linear von ihrer Standhöhe abhängig. Die Dauer der Kontaktssignale bzw. bei rhythmisch berührenden Zeigern die Anzahl der Kontakte wird am Boden aufgenommen. Es ist von Interesse, daß zurzeit auch in Lindenberg im Hinblick auf die zum Polarjahr geplanten Messungen derartige Sendeeinrichtungen geprüft werden.

R. Mügge.

K. R. Ramanathan. Distribution of Temperature in the First 25 Kilometres over the Earth. Nature 123, 834—835, 1929, Nr. 3109. Der Aufsatz zeigt in einem sehr instruktiven Diagramm die vertikale Temperaturverteilung in der Atmosphäre von Pol zu Pol. Bemerkenswert ist die Verschiebung des äquatorialen Minimums in der Stratosphäre von 183° abs. nach der Sommerseite der Erde, desgleichen ein auf dieser Seite auftretendes Maximum bis 12 km Höhe im Gebiet des barometrischen Hochs unter 30° Breite. Der Anstieg der Temperatur oberhalb der Stratosphärengrenze auf rund 220° abs. in 25 km Höhe wird von dem Verf. als reell und nicht durch direkte Bestrahlung der Apparate gedeutet. Eine Erklärung wird in dem Ozongehalt der Stratosphäre, also durch Strahlung gesucht. Ein zweites Diagramm zeigt die jährliche Schwankung von Temperatur und Höhenlage der Stratosphäre an den tropischen Stationen.

R. Mügge.

J. Egedal. The Tides of the Upper Atmosphere and the Heights of Meteors. Nature 124, 913—914, 1929, Nr. 3137. Die zwei Häufigkeitsmaxima, welche die untere Grenzhöhe der Polarlichter in 70° nördlicher Breite besitzt, leiteten zu dem Schluß, daß dort die Masse der Atmosphäre über 100 km Höhe zur Ebbezeit gleich der Masse der Atmosphäre über 106 km zur Flutzeit ist. Es wird nun versucht, ähnliche Schlüsse aus der unteren Sichtbarkeitsgrenze

der Meteore zu ziehen, wobei 142 Messungen der niedrigsten beobachteten Punkte von Meteoren Verwendung finden. Die Beobachtungen werden nach den verschiedenen Gezeitenphasen gruppiert und zeigen, daß die Luftmasse über 90,5 km bei Flut gleich ist der Masse über 79,5 km bei Ebbe, wenn angenommen wird, daß die Meteore im Mittel immer dann verlöschen, wenn sie dieselbe Luftmasse passiert haben. Der Unterschied in den Ergebnissen beider Bestimmungsweisen wird nach dem Verf. darauf zurückgeführt, daß die Nordlichtbeobachtungen in 70° Breite angestellt wurden, die Meteorbeobachtungen dagegen in 56° Breite.

Haurwitz.

Fritz Möller. Sind die Luftpörper konstant? Meteorol. ZS. 46, 226–228, 1929, Nr. 6. In der Meteorologie wird vielfach angenommen, daß die Höhenlage der Inversionen bestimmten potentiellen Temperaturen zugeordnet werden darf. Verf. untersucht die Berechtigung dieser Annahme, indem er die Häufigkeit bestimmter Gradienten aufstellt. Abgesehen von einer eindeutigen Häufungsstelle bei 11° pot. sind die Maxima der Häufungskurve unregelmäßig und keinem bestimmten Temperaturwert, auch keinem mit der Jahreszeit schwankenden, zuzuordnen. Im Winter scheint noch die potentielle Temperatur – 2 bis – 3° C bevorzugt. Auch eine Zuordnung zu der Temperaturfunktion $\tau = t + b \cdot h$ für verschiedene b verbessert nicht das Ergebnis. Eine andere von Troeger gegebene Methode beruht auf der Häufigkeitsuntersuchung der Mitteltemperatur ϑ von Fronten, die ja die Bodenspur einer Inversion darstellen. Möller bildet die Abweichung von einer theoretischen Häufigkeitskurve für die 7 Uhr-Beobachtung auf der Zugspitze. Als Normalkurve dient die φ -Reihe, deren Koeffizienten Mittelwerte der für den Monat gefundenen Werte darstellen. Auch bei dieser Methode ergibt sich keine Berechtigung für die obige Annahme bestimmter Luftpörper. Das Verhalten der φ -Reihe (Schiefe, Exzeß usw.) zeigt übrigens für die potentielle Temperatur der Bergstation charakteristische Abweichungen gegenüber dem Verhalten der gleichen Elemente an einer Bodenstation. R. Mügge.

Fritz Möller. Über die pseudopotentielle Temperatur an Inversionen. Meteorol. ZS. 46, 230–231, 1929, Nr. 6. G. Stüve hat zu dem bekannten Begriff der potentiellen Temperatur noch den der pseudopotentiellen gefügt, durch den der Energiegehalt des in der Volumeneinheit enthaltenen Wasserdampfes berücksichtigt wird. In der Regel findet sich an den Auf- und Abgleitflächen in der Atmosphäre eine Inversion, an der die pseudopotentielle Temperatur zunimmt. Die obere Warmluft würde also, auskondensiert und auf Bodendruck gebracht, potentiell wärmer sein als die untere Luftmasse. Bei Abgleitflächen ist aber die obere absinkende Luft zuweilen so trocken, daß Abnahme der pseudopotentiellen vorliegt. Der potentielle Energiegehalt der unteren Luft ist also jetzt der größere. Die hier versteckte Labilität der äußerlich stabilen Schichtung kann sich auswirken, wenn beide Luftmassen dynamisch abgekühlt werden, z. B. bei Hebung durch einen Kälteeinbruch. Die oft überraschend schnelle Gewitterbildung in vorher stabil geschichteten Luftmassen wird so erklärt.

R. Mügge.

A. Lepape et G. Colange. Relation entre les titres en ozone de l'air du sol et de l'air de la haute atmosphère. C. R. 189, 53–54, 1929. Nr. 1. Nach Untersuchungen des Observatoriums von Montsouris aus den Jahren 1875 bis 1908 enthält die Luft der untersten Schichten der Atmosphäre etwa 1 bis 2 mg Ozon in 100 m³. Es entspricht dies, auf die gesamte Atmosphäre umgerechnet, einem nur geringen Prozentsatz der auf spektroskopischem Wege gefundenen gesamten Ozonmenge. Verff. vermuten, daß diese Spuren von Ozon aus den höheren Schichten der Atmosphäre stammen. Die Gegenüberstellung

der monatlichen Mittelwerte des Ozongehalts in der unteren und oberen Atmosphäre zeigt, daß die Schwankungen des Ozongehalts in der oberen Atmosphäre sich tatsächlich auch in den unteren Schichten mit einer entsprechenden Verzögerung von etwa ein bis zwei Monaten beobachten lassen. Verff. erwarten von einer eingehenderen Untersuchung dieser Erscheinung Aufschlüsse über den Zusammenhang von Ozongehalt und Wetterlage. *Cario.*

Daniel Chalonge et F. W. Paul Götz. Mesures diurnes et nocturnes de la quantité d'ozone contenue dans la haute atmosphère. C. R. 189, 704—706, 1929, Nr. 18. Aufgabe der Untersuchung war, festzustellen, ob die Dicke der Ozonschicht unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung wesentliche Änderungen zeigt oder nicht. Zur Untersuchung diente zunächst ein von Chalonge angegebener Spektrograph, mit dem das Ende des ultravioletten Spektrums der Sonne oder des Mondes photographiert werden kann. Das wesentliche Merkmal dieses Spektrographen ist, daß es sich um einen Apparat mit einfachem Prisma handelt, der deshalb Spektren geringerer Auflösung, aber größerer Lichtstärke liefert, als der Dobson-Spektrograph. Aufnahmen in Paris im Winter 1927/28 hatten kein befriedigendes Resultat, weil wegen des dortigen Klimas keine korrespondierenden Werte von aufeinanderfolgenden Tagen und Nächten gewonnen werden konnten. Ein Vergleich der Tageswerte von Arosa, die mit dem Spektrographen von Dobson gewonnen waren, mit den Nachtwerten von Paris ergab systematisch zu große Nachtwerte. Es bestand die Vermutung, daß diese Unterschiede durch die Apparatur hervorgerufen waren, was durch Messungen von Lambert 1928 auf dem Jungfraujoch wahrscheinlich gemacht war. Ein Vergleich beider Messungen in Arosa ergab die Richtigkeit dieser Vermutung. Da beide Spektrographen in verschiedenen Spektralgebieten arbeiteten, war der Vergleich nicht ganz einfach, ergab aber befriedigende Übereinstimmung. Das Ergebnis der Untersuchung ist, daß in unseren Breiten die Anwesenheit der Sonne keine merkbare Änderung in der Dicke der Ozonschicht hervorruft. *K. Keil.*

P. Raethjen. Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. III. Teil. Meteorol. ZS. 46, 383—393, 1929, Nr. 10. In der Strömung über ein Hindernis treten zu den hydrodynamischen Kräften noch hydrostatische, die durch die Schichtung der Atmosphäre bedingt sind. Um den Einfluß, den sie auf das Stromlinienbild ausüben, abzuschätzen, wird die Änderung der Wirbelstärke $\vartheta \cdot r \partial / \partial r$ untersucht, und zwar für eine zweidimensionale, stationäre Strömung über ein Hindernis unter Vernachlässigung der Reibung und für den Fall, daß die Schichtung stabil ist. Im stationären Falle läßt sich bei kleinen Vereinfachungen die Ortsabhängigkeit der Wirbelstärke berechnen, und sie ergibt sich abhängig von ihrem Anfangswert in der ungestörten Strömung, vom vertikalen Temperaturgradienten und von der Hubhöhe der Stromlinie. Aus der Art der Abhängigkeit (e -Funktion) zeigt sich, daß die untersuchten Einflüsse der Stabilität auf die Strömung sich im Modell nicht streng nachahmen lassen; für eine rohste Annäherung muß die Ähnlichkeitsbedingung $\vartheta \cdot l^2 = w^2$ erfüllt sein, wobei ϑ , l und w bzw. die Verkleinerungsfaktoren des vertikalen Temperaturgradienten, der Längenabmessungen und der Geschwindigkeiten sind. *F. Möller.*

Helge Petersen. Vort Kendskab til Atmosfaerens højeste Lag. Fysisk Tidsskr. 27, 45—65, 1929, Nr. 1/2. Zusammenfassende Darstellung der Kenntnisse und Hypothesen über die höchsten Atmosphärenschichten: Temperaturverteilung unter dem Einfluß von Strahlung, Ozon und Korpuskularstrahlen, anomaler Schall, Zusammensetzung der Luft, besonders im Hinblick auf die Nordlichttheorien, Zustand der Moleküle und Atome usw. *F. Möller.*

R. Stein. Beziehungen von Luftdruckanomalien auf der Erde zueinander im Sommer der Nordhalbkugel. Meteorol. ZS. 46, 209—217, 1929, Nr. 6. Mit derselben Methode, Luftdruckkorrelationen zu ermitteln, wie sie Exner in Wiener Sitzungsberichte 1924 angegeben hat, werden dessen Arbeiten fortgesetzt. Es wird eine Anzahl von Karten gegeben, die die Verteilung der Luftdruckanomalien darstellen, wenn an zwei vorgegebenen Stationen die Monatsmittel des Druckes drei Viertel der mittleren Druckabweichung übersteigen, und zwar beziehen sich die Rechnungen auf die Monate Juni bis August. Von dem Versuch einer Erklärung des physikalischen Zusammenhangs wird abgesehen.

F. Möller.

L. Rosenbaum. Über die Abhängigkeit der elfjährigen Klimaschwankungen von der Sonnenfleckenhäufigkeit. Meteorol. ZS. 46, 217—221, 1929, Nr. 6. Für die Zeit von 1779 bis 1860 finden sich während des Anstiegs und Maximums der Sonnenflecken kontinentales Klima und zu niedrige Jahres temperatur, während der Abnahme und des Minimums der Sonnenflecken relativ zahlen ozeanisches Klima und zu hohe Jahresmittel. Von 1861 bis 1895 sind ebenfalls Maximumszeiten kontinental, Minima ozeanisch, aber alle Zeitspannen im Mittel zu warm. Von 1895 bis 1923 sind alle Perioden sehr stark ozeanisch und zu warm, so daß die Periodizität mit den Sonnenflecken durch eine langjährige Klimaschwankung überdeckt erscheint. Ein Einfluß zeigt sich auch im Niederschlag.

F. Möller.

W. Kopp. Verwendung von sehr empfindlichen Bimetallthermometern in Flugzeugmeteographen. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1929, S. 185—189. Wegen der Erschütterungen baute man bisher nur sehr starke Thermometer in Flugzeugmeteographen ein. Es ist Verf. gelungen, die Auf hängung so gut federnd zu machen, daß sich auch Drachen- und selbst die empfindlichen Registrerballonthermometer verwenden lassen. Die erhaltenen Registrierungen zeigen natürlich weit mehr Einzelheiten und besonders schärfere Knicke in der Temperaturverteilung.

F. Möller.

W. J. Humphreys. The horizontal rainbow. Journ. Frankl. Inst. 207, 661—684, 1929, Nr. 5. Schon öfter wurden horizontale Regenbögen beobachtet, wenn der Beobachter entweder eine dünne Nebelschicht vor sich liegen hatte, oder wenn auf der ölichen Haut einer Wasserfläche Tropfen lagen. Das Phänomen wird selbstverständlich im wesentlichen von jenen Tropfen erzeugt, die in der Schnittlinie des in Frage kommenden Kegelmantels mit der horizontalen Schicht liegen. Verf. gibt hier eine elementare Konstruktion des Zustandekommens des Phänomens, ausgehend von den von Juday (s. Monthly Weather Rev. 44, 65, 1916) im Jahre 1914 und von Dr. Ball im Jahre 1928 beobachteten Erscheinungen. Im ersten Falle handelte es sich um den Hauptbogen mit sich anschließenden sogenannten überzähligen Bogen und dem Nebenregenbogen, im zweiten nach Ansicht von Humphreys um den Haupt- und Nebenregenbogen sowie den reflektierten Hauptbogen.

Chr. Jensen.

Heinrich Volgs. Ähnlichkeit der Dämmerungserscheinungen und kolloidchemischer Färbungen. Meteorol. ZS. 46, 359—361, 1929, Nr. 9. Die Bedeutung kolloidchemischer Gesichtspunkte für die Meteorologie scheint heute außer Frage zu stehen (s. unter anderem A. Schmauss und A. Wigand, Die Atmosphäre als Kolloid, 1929). So wird man wohl auch den Gedanken an die Möglichkeit zulassen müssen, daß kolloidchemische Vorgänge bei den

Dämmerungsphänomenen in Frage kommen können, wenn auch nach Ansicht des Ref. ihre Bedeutung im allgemeinen hinter derjenigen der Beleuchtung trüber Medien im Sinne Gruners (s. unter anderem P. Gruner und H. Kleinert, Probl. d. Kosm. Phys. 10, 1927) zurückstehen dürften. — Das vom Verf. herangezogene Phänomen der Reihenfolge der Farben bei der Abenddämmerung am Westhimmel scheint sich in der Tat (aber, wie es scheint, mit bemerkenswerten Ausnahmen) z. T. in guter Übereinstimmung mit der von der Kolloidchemie geforderten Abhängigkeit von der Teilchengröße (hier Kondensationsprodukte des Wasserlampfes angenommen) zu befinden. Wenn aber Verf. versucht, auch die Farben des Erdschattens und der Gegendämmerung von solchen Gesichtspunkten aus zu erklären, muß darauf hingewiesen werden, daß die Farbe der Gegendämmerung jedenfalls in unseren Gegenden im allgemeinen stärker ins Violette als ins Purpurne hineinzuspielen scheint. Er mahnt selber sehr zur Vorsicht, indem er auf die gegenüber dem Experimentierraum weit größere Rolle der Absorption in der weit ausgedehnten Atmosphäre verweist.

Chr. Jensen.

F. Eredia. La Visibilità dell'Atmosfera. S.-A. Notiziario tecnico di aeronautica 1929, S. 3–12, Nr. 9. Verf. gibt eine Darstellung verschiedener über die „Sicht“ erschienener Arbeiten und der Methoden zu einer instrumentell-messenden Erfassung dieser für die Praxis wichtigen Beobachtungsgröße. K. Keil.

Q. Majorana. Sull'assorbimento delle radiazioni ultraviolette od ultrarosse da parte della nebbia. Lincei Rend. (6) 9, 1056–1061, 1929, Nr. 12. Verf. untersucht die Absorption ultravioletter und ultraroter Strahlen durch atmosphärischen Nebel und kommt zu dem Ergebnis, daß die mit ultraroten Strahlen erreichbare Reichweite unter Umständen doppelt so groß ist wie die ultravioletter. Gümtherschulze.

R. Gindre. Sur un phénomène d'optique atmosphérique. C. R. 189, 749–751, 1929, Nr. 19. Darstellung einer optisch-atmosphärischen Beobachtung, die am 23. Oktober 1929 beim Observatorium des Pic-du-Midi gemacht wurde. Szivesy.

Walter Stern. Versuch einer elektrodynamischen Dickenmessung von Gletschereis. Dissertation Frankfurt a. M.; gleichzeitig erschienen in Gerlands Beitr. 28, 292–333, 1929, Nr. 3. Verf. berichtet ausführlich über ein bereits bekanntes elektrisches Meßverfahren und die spezielle, von ihm verwendete Meßapparatur, mit der er erstmalig Versuche über die Bestimmung von Eisdicken auf dem Vernagtferner in den Ötztaler Alpen in den Jahren 1927 und 1928 angestellt hat. Ein 50 bzw. 100 m langer Draht wird dicht über der Gletscheroberfläche ausgespannt und zum Teil eines Hochfrequenzschwingungskreises ($\lambda = 300$ bzw. 400 m) gemacht. Die Kapazität des Drahtes hängt unter anderem von der Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeit seiner nächsten und näheren Umgebung, also des Gletschereises und Gletscheruntergrundes ab. Die Kapazitätsänderungen werden gemessen. In der Tat findet der Verf. an verschiedenen Gletscherstellen Änderungen in der Kapazität des Drahtes im maximalen Betrage von 26 cm (1928). Ob nun aber diese Änderungen ihre Ursache allein in Änderungen der Gletscherdicke haben, läßt sich zurzeit noch nicht einwandfrei entscheiden. Denn einerseits läßt sich die vom Verf. zur Dickenbestimmung herangezogene Flemingsche Formel bei dem zur Anwendung gelangten Meßverfahren nicht ohne weiteres in ihrer einfachsten Form anwenden. Andererseits fehlen noch Kontrollmessungen in der nötigen Anzahl, die auf irgendeinem anderen Wege zur einwandfreien Bestimmung der Eisdicken geführt hätten. Die Messungen sind als Relativmessungen ausgeführt worden. H. Witte.

A. Ebert. Über einige geoelektrische Aufnahmen am Rammelsberg und im Oberharz. Metall u. Erz 26, 462—467, 1929, Nr. 18. Es wird die heutige Stellung der geoelektrischen Methoden geschildert und auf ihre Vor- und Nachteile gegenüber den anderen Methoden der angewandten Geophysik hingewiesen. Anschließend wird ein Teil der Entwicklung einer Induktionsmethode an mehreren praktischen Beispielen vom Rammelsberger Erzlager und von Oberharzer Erzgängen erläutert. Es wird gezeigt, daß bei aller Ausschaltung der die Indikationen verdeckenden Einflüsse die Indikationen klarer und die Auswertungen einfacher werden. Die störenden Einflüsse, die nicht erwünscht sind, aber immer auftreten, lassen sich übersichtlich zusammenfassen: 1. Einfluß der Elektrodenleitung — wird ausgeschaltet durch Normalkurve; 2. Einfluß des Untergrundes (Schichtung, Schieferung, petrographischer Wechsel, wechselnde Durchfeuchtung, Tektonik) — wird ausgeschaltet durch Elektrodenanordnung; 3. Einfluß der Oberflächenform — wird ausgeschaltet durch veränderten Meßvorgang.

Geyger.

Max Müller. Ein quantitatives elektromagnetisches Meßverfahren zur Bestimmung der Tiefe und des Einfallens von Erzgängen von der Oberfläche aus. Gerlands Beitr. 21, 234—269, 1929, Nr. 3. Es werden die geologischen Verhältnisse des Untersuchungsgebiets beschrieben, und es wird eine Apparatur angegeben, welche eine von subjektiven Einflüssen freie und quantitative Ausmessung des mit Wechselstrom durchflossenen Erdschichten verketteten Magnetfeldes gestattet. Bei Bleialf in der Eifel wurden über einem durch Stollenaufschluß bekannten Erzgang, dessen Erzführung in 95 m Tiefe mit 10 bis 30 cm Mächtigkeit einsetzt, je drei zueinander senkrechte Komponenten des Magnetfeldes gemessen. Die Kurven zeigen charakteristische Änderungen ihrer Form beim Überschreiten der leitenden Einlagerung. Außerdem wurden die Neigungen der magnetischen Vektoren in drei zueinander senkrechten Ebenen ermittelt. Die Bestandteile des Magnetfeldes und seiner Komponenten in drei zueinander senkrechten Richtungen wurden berechnet: 1. Es werden die Beziehungen zwischen der Komponentenverteilung des Magnetfeldes und der stromdurchflossenen Einlagerung, ihrer Tiefe, ihres Einfallens und ihrer Umgrenzung hergeleitet. Als Kriterien wurden benutzt: Das Verhältnis der Maxima der Vertikal- und Horizontalkomponenten, der Abstand des Schnittpunktes der Intensitätsverteilungskurven von den Maxima und die Neigung der magnetischen Vektoren. 2. Es werden Formeln zur Berechnung der Komponenten des Magnetfeldes der außerhalb der Einlagerung im Halbraum fließenden Ströme in drei zueinander senkrechten Richtungen angegeben, in welchen die Abnahme der Stromdichte nach der Tiefe und nach den Randzonen des Strömungsfeldes hin berücksichtigt wird. Es wird gezeigt, daß Schiefer sich in bezug auf elektrische Ströme wie anisotrope Medien verhalten. Anschließend wird gezeigt, wie man aus drei zueinander senkrechten Komponenten des Magnetfeldes die Tektonik des Untergrundes in einfachen Fällen herleiten kann. Am Schluß der Arbeit wird die Frage behandelt, wie man durch Superposition der einzelnen Bestandteile des Magnetfeldes die resultierenden Felder herleiten kann. Die berechneten Kurven führen zu einer näherungsweisen Übereinstimmung mit den gemessenen.

Geyger.

Max Müller. Geophysikalische Feldmessung mit niederfrequenten Wechselströmen. ZS. f. Geophys. 5, 256—259, 1929, Nr. 5/6. Bei der Erforschung der obersten Schichten des Erdinnern mittels elektromagnetischer Meßmethoden wurden bisher mittelfrequente Wechselströme von 400 bis 500 Hertz verwandt. Ihre Anwendung hat aber bekanntlich den Nachteil, daß

infolge des Einflusses der vom magnetischen Wechselfeld im Boden induzierten Sekundärströme eine Abweichung des Strömungsverlaufs vom stationären erfolgt, welche mit der Höhe der Frequenz und der Leitfähigkeit zunimmt und eine Abplattung der Stromlinien in Richtung auf die Strömungsbasis und eine entsprechende Verringerung der Einengungstiefe der Ströme bedingt. Ist das Strömungsfeld auch noch kapazitiv belastet, so treten neben den Leitungsströmen Verschiebungsströme auf, welche gegen die ersten phasenverschoben sind. Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, hat Verf. geoelektrische Gelände-messungen mit niederfrequenten Wechselströmen von 50 Hertz ausgeführt, deren Verlauf nur wenig von demjenigen einer stationären Strömung abweicht. In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die Ergebnisse geoelektrischer Feldmessungen, welche über der Meggerner Baryt-Pyritlagerstätte im Sauerland durchgeführt wurden, behandelt. Der niederfrequente Wechselstrom wurde bei diesen Versuchen ohne Zwischenschaltung eines Maschinenaggregats direkt aus dem Lichtleitungsnetz entnommen und über einen Transformator den beiden Erdungspunkten des Strömungsfeldes zugeführt. Durch Messung von Leistung, Strom und Spannung im Primär- und Sekundärkreis dieses Transformators gelingt es leicht, sein Phasendiagramm zu ermitteln und die Phase der Lichtleitungsströme gegen die Erdströme zu bestimmen. Das Empfangsgerät bestand aus Induktionsrahmen, Verstärker und Gleichrichter mit Galvanometer. Eine ganz besondere Sorgfalt wurde auf die genaue Einstellung des Induktionsrahmens verwandt. Hierzu wurde ein einem Theodoliten grundsätzlich nachgebildetes Instrument entwickelt, welches Vertikal- und Horizontalwinkel unabhängig voneinander zu bestimmen gestattete. Als Verstärker wurde ein zweistufiger Gegentaktverstärker benutzt. Das Untersuchungsgebiet war die Meggerner Lagerstätte. Die Strömungsbasis lag annähernd parallel zum Streichen des Lagers. Gemessen wurden drei zueinander senkrechte Komponenten des Magnetfeldes der Strömung, die Vertikalkomponente und die beiden Horizontalkomponenten parallel und senkrecht zur Strömungsbasis. Anschließend werden Versuche über den Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung von niederfrequenten Wechselströmen beschrieben, welche der Verf. im bergischen Lande durchführt. Zum Schluß wird eine Reihe von Meßergebnissen, welche mit dieser Apparatur gewonnen wurden, wiedergegeben.

Geyger.

J. N. Hummel. Der scheinbare spezifische Widerstand bei vier planparallelen Schichten. ZS. f. Geophys. 5, 228—238, 1929, Nr. 5/6. Im Anschluß an eine frühere Arbeit (ZS. f. Geophys. 5, 89, 1929, Nr. 3/4) wird der scheinbare spezifische Widerstand für den Fall, daß der homogene Untergrund von zwei planparallelen Schichten beliebiger Leitfähigkeit und beliebiger Dicke überdeckt ist, exakt berechnet. Die gewonnenen Formeln werden für einige Sonderfälle ausgewertet und die entsprechenden Kurven aufgezeichnet. Ein graphisches Verfahren wird angegeben, das die Auffindung solcher Kurven für beliebig viele planparallele Schichten mit genügender Annäherung gestattet.

Geyger.

Georg Rosén. Über die Messung von Erdströmen. Elektrot. ZS. 50, 1553—1555, 1929, Nr. 43. Verf. mißt die Erdströme durch Ermittlung ihrer magnetischen Felder. Das Verfahren hat zur Voraussetzung, daß die Ursache der Erdströme während der Versuche bequem abgestellt werden kann; bei elektrischen Straßenbahnen z. B. muß die Versuchsstrecke bequem stromlos gemacht werden können. Weiter dürfen andere vagabundierende Erdströme nicht vorhanden sein, wenn sie das magnetische Feld des Hauptstromes in unregelmäßiger Weise ändern. Da diese Voraussetzungen nur selten erfüllt sind, wird das Ver-

fahren auf besondere Fälle beschränkt bleiben; es hat dann aber den Vorzug, daß die Meßstelle nicht aufgegraben werden muß und daher in kurzer Zeit eine Reihe von Beobachtungen möglich ist. Die Bestimmung der magnetischen Feldstärke erfolgt mit einer leicht drehbar aufgehängten Magnetnadel. *O. Werner.*

D. Grave. Über die elektromagnetischen Erscheinungen im Sonnensystem. Denkschr. d. phys.-math. Abt. d. Ukrain. Akad. d. Wiss. (2) 2, 9–12, 1927. Der Verf. sieht die Ursache der Abweichungen der beobachteten Werte der Bewegung von Merkurperihel und Venusnoten von denjenigen, die nach Newton unter Berücksichtigung der Wirkung aller Körper des Sonnensystems berechnet worden sind, in der elektromagnetischen Tätigkeit der Sonne. Qualitativ hat Sokolov die gesamte Tafel der Abweichungen unter der Annahme erhalten, daß die Sonne auf elektrisch geladene Planeten wie ein Elementarmagnet wirkt; jedoch führt diese Annahme zu äußerst großen Werten von Planetenladungen. Der Verf. macht eine weitere Hypothese, nämlich daß der interplanetare Raum von einer von der Sonne emittierten elektrischen Substanz (Elektronen oder ionisierte Materie) erfüllt ist; die dem Planeten nächsten Teile dieses elektrischen Feldes, das vom Verf. „Hyperatmosphäre“ genannt wird, beeinflussen die Planetenbewegung und deren elektromagnetische Erscheinungen. Der Verf. stellt die Aufgabe, zu berechnen, in welchem Maße die Wirkung der Hyperatmosphäre das Moment der störenden magnetischen Kraft vergrößert, und zu prüfen, ob die nach dieser Berechnung nötigen Planetenladungen sich von zulässiger Größe herausstellen.

A. Goldmann.

L. A. Sommer. Zur Deutung des Absorptionsspektrums der Sonnenatmosphäre. ZS. f. Phys. 58, 573–576, 1929, Nr. 7/8. Die im revidierten Sonnenatlas als Dublett beobachtete Sonnenlinie 5206 wurde vom Verf. als die Linie $2 p^4 \cdot {}^4S_{3/2} - 2 p \cdot {}^2D_{5/2, 3/2}$ des Stickstoffs gedeutet. $\lambda 3470$ ist $2 p^4 \cdot {}^4S_{3/2} - 2 p \cdot {}^2P_{1/2, 3/2}$, $\lambda 10407$ gehört zu $2 p \cdot {}^2D_{5/2, 3/2} - 2 p \cdot {}^2P_{3/2, 1/2}$ von N I. Sie ist auf Babcockschen Platten nur verwischen zu erkennen. Gestützt werden diese Deutungen durch die Intensitätsverhältnisse; die Linien mit $\Delta j = 0$ sind am stärksten. Die Dublettaufspaltungen entsprechen den aus O II zu erwartenden. Entsprechend diesen Stickstofflinien tritt von Sauerstofflinien die Nordlichtlinie $\lambda 5577$, $2 p^1 D_2 - 2 p^1 S_0$, in Absorption auf. *Ritschl.*

Mario Conti. La teoria di ionizzazione e lo spettro delle macchie del sole. Cim. (N. S.) 6, 289–297, 1929, Nr. 7. Es werden die Theorien des Ionisationsgleichgewichts von M. N. Saha und H. N. Russell kurz erläutert und zur qualitativen Erklärung der relativen Intensitäten der Linien der Alkali- und Erdalkalielelemente in der Photosphäre und in den Sonnenflecken benutzt.

K. Przibram.

Ralph N. Van Arnam. A spectroscopic investigation of beta cephei. Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria 4, 171–178, 1929, Nr. 12. Die bisherigen Veröffentlichungen seit 1902 werden zusammengestellt. Der anschließenden Untersuchung liegen Beobachtungen von 1919 und 1922 zugrunde. Die Platten von 1922 sind durch mehr diffuse Linien schwieriger zu bearbeiten. Zum Vergleich bisheriger Messungen wird β -Cephei als spektroskopischer Doppelstern angesehen; Näherungswerte sind durch Kings graphische Methode erzielt. Verbesserungen durch die Differentialgleichungen von Lehmann-Filhés. Die Ergebnisse sind (für 1919 und 1922): $P = 0,190\,4843$; $\omega = 358,73$ und $356,04^\circ$; $e = 0,022$ und $0,047$; die Geschwindigkeit des ganzen Systems $= 10,12$ und $= 9,60$ km/sec; die Geschwindigkeit in der Halbamplitude $13,12$ und $9,49$ km/sec. Die Schwankungen der beiden Geschwindigkeiten sind also bestätigt. *Sättler.*

Otto Struve. Pressure effects in stellar spectra. *Astrophys. Journ.* **70**, 85—104, 1929, Nr. 2. Verf. geht von früheren Untersuchungen über den Starkeffekt in Sternspektren aus (*Astrophys. Jouin.* **69**, 173—195, 1929, Nr. 3; vgl. diese Ber. **10**, 1895, 1929). Es wird eine Übersicht über frühere Arbeiten gegeben und eine Auswahl des Materials getroffen, Sternlinien mit Rotationseffekt werden ausgeschlossen bzw. reduziert. Hauptkriterium für Druckeffekt ist der Unterschied ΔH in der Schärfe. ΔH ist abhängig von der Anwesenheit der Linie 4470 und von der Flügelbreite. Die diffuse Serie wird mehr beeinflußt als die Hauptserie, der Effekt nimmt mit der Gliederzahl in der Serie zu (die violetten am stärksten). Die leuchtkräftigsten Sterne zeigen den Starkeffekt am wenigsten, die Linien in Zwergsternen am meisten (wertvoll für spektroskopische Parallaxenbestimmung). Die unbekannte Linie 4470 wird mit einer verbotenen He-Linie identifiziert, λ im Nullfeld 4469,92 intern. Å ($1,5 \cdot 10^8$ Volt/cm). Die Linien $\lambda\lambda$ 4388, 4922, 4026 gehören wahrscheinlich ebenso verbotenen He-Übergängen an. 4908 zu O⁺. Die Druckverbreiterungen zeigen am besten He-Linien; eine Tabelle dieser Linien bei verschiedenen Sternen ergibt ein Feld von $3 \cdot 10^8$ Volt/cm. Verhalten anderer Linien (N⁺, O⁺, Si⁺⁺, C⁺ und Mg⁺) wird kurz mitgeteilt. Da nach Ansicht Russells die Intensitätsunterschiede bei H-Linien durch Druckverschiebungen verursacht sein können, werden die Intensitäten der He-Linien mitgeteilt, doch sind die Ursachen unbekannt. Die Untersuchung befaßt sich weiter mit der Intensitätsverteilung zwischen dem zentralen Teil und den Flügeln einer Linie. Nach Stewart und Unsöld ist die Breite eine Funktion der Atomzahl, sie ist aber auch eine Funktion des Starkeffektes. Der letztere Anteil wird berechnet: $W_2 = 0,1 M - 0,1$ (zwischen A_0 und A_4). Die maximale Linienbreite ist um 0,1 Spektralklassen gegen den früheren Typ verschoben. Die Verschiebung der Maxima in den Flügeln und im zentralen Teil beträgt 0,2 Klassen.

Sättle.

H. H. Plaskett. Line intensities in nebular spectra. *Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria* **4**, 187—207, 1929, Nr. 14. Nach eingehender Beschreibung der Beobachtungs- und Auswertungsmethoden werden die Ergebnisse der Linieneintensitäten bei NGC 1976 und 7027 mitgeteilt. In 1976 ist H α die stärkste Linie. Die Intensitätsabnahme der Balmerserie ist im Orionnebel geringer als im Labor. Wesentlicher Unterschied dieser Abnahme bei beiden Nebeln; die rasche Abnahme in 7027 nur in planetarischen Nebeln oder bei Anwesenheit von He II λ 4686 oder bei hoher Intensität von N₁ und N₂. Die Intensitäten von N₁ und N₂ gegenüber Balmerserie verschieden, doch N₁/N₂ innerhalb Fehlergrenze konstant ($0,38 \pm 0,07$ und $0,35 \pm 0,02$). Zur weiteren Untersuchung werden die sechs von Wright benutzten planetarischen Nebel neu bearbeitet. Statt des künstlichen Vergleichsspektrums wird das von H. D. 133962 benutzt. Es ergibt sich das folgende Gesamtergebnis: Tabelle 8 enthält die Nebel NGC 1976, 2440, 3242, 6790, 7027, 7662; I. C. 3568, 4593 mit den Intensitäten der Linien N II 6584, H α 6563, N₁ 5007, N₂ 4959, H β 4861, He II 4686, O III 4363, H γ 4340, H δ 4102. 1. Die Ergebnisse weichen von denen Wrights ab. 2. Der Intensitätsabfall der Balmerserie hängt nicht von der Natur des Nebels ab. 3. Rasche Abnahme bei Anwesenheit von He II 4686. 4. Je stärker die Abnahme, desto heller ist N₂. Anschließend werden die Anregungsmöglichkeiten der Balmerlinien in Nebeln besprochen. Die Anregung durch Dissoziation der H-Moleküle nach Franck und Jordan führt zu entgegengesetztem Abfall, ebenso die Erklärung durch Lymanabsorption. Als einzige Möglichkeit wird die Emission bei Wieder vereinigung des Ions mit freien Elektronen angegeben. Die Nebelintensitäten werden mit denen Herzbergs in elektrodenlosen Entladungen verglichen, der Abfall stimmt mit den Herzbergschen Werten bei hoher Geschwindigkeit

überein. Berechnungen der Einfangungskoeffizienten stimmen mit den Werten Kramers nicht überein. Bei der Untersuchung des Verhaltens der N_2 - und He II-Linien ergibt sich, daß die Intensität von N_2 eine lineare Funktion des Balmerabfalls ist, daß aber ein rascher Abfall die Anwesenheit von He II bedingt (notwendig, aber nicht hinreichend). Diese beiden Tatsachen werden benutzt, um die Anregung von N_1 und N_2 zu untersuchen. Es ergibt sich eine quantitative Bestätigung der Bowenschen Erklärung als verbotene Übergänge von O^{++} . Die Anregung geschieht durch unelastischen Stoß mit 2,5 Volt Energie. *Sätttele.*

F. Zwicky. On the red shift of spectral lines through interstellar space. Proc. Nat. Acad. Amer. **157**, 773–779, 1929, Nr. 10. Verf. stellt die Beobachtungsergebnisse der Radialgeschwindigkeiten sehr entfernter Nebel zusammen, insbesondere die von Hubble, ten Bruggencate und die neuesten von Humason, gerade die letzteren (3000 und über 8000 km/sec) lassen Zweifel hegen, ob die Rotverschiebungen von Eigenbewegungen herrühren. Anschließend werden Theorien geprüft, die diese Beobachtungen erklären, so die Untersuchungen Tolmans (Astrophys. Journ. **69**, Nr. 4) mit Hilfe der de Sitterschen Welt, diese werden in unserem galaktischen System versagen. Die Erklärungsversuche durch Compton-Dopplereffekt an freien Elektronen oder durch Ramaneffekt scheitern, weil sonst der Raum viel zu undurchsichtig würde, oder weil sonst die Bilder in den Fernrohren nicht so scharf sein könnten. Verf. greift deshalb zu einem modifizierten Gravitationseffekt, die Gravitationsbremsung „Drag“ des Lichtes. Es ist beim Vorbeigang des Lichtquants an der Masse M nicht nur Ablenkung zu erwarten, sondern eine Übertragung von Moment und Energie auf die Masse M , infolgedessen wird die Frequenz des Quants verändert. Die Wirkung dieses Effektes wird abgeschätzt, das Ergebnis ist $\Delta\nu/\nu$ zwischen $3 \cdot 10^{-2}$ und $3 \cdot 10^{-7}$ (Hubbles Wert $1/_{1000}$), für die Zahlen bei ten Bruggencate ($1/_{1000}$) ergibt sich die Rotverschiebung zwischen $4,2 \cdot 10^{-4}$ und $4,2 \cdot 10^{-8}$. Die rohen Abschätzungen stimmen innerhalb der Größenordnung, so daß genaue Berechnung Erfolg verspricht. Zum Schluß werden Hinweise auf die weiteren Beobachtungen dieser Linien hinsichtlich der unsymmetrischen Verbreiterung gegen Rot gegeben.

Sätttele.

Geophysikalische Berichte

Jacques Mesnager. Sur la théorie des massifs pesants soumis à des souspressions et son application à la stabilité des barrages. C. R. 186, 845—847, 1928, Nr. 13.

Baticle. Sur la théorie de l'équilibre des massifs pesants soumis à des souspressions, et son application à la stabilité des barrages et des talus. C. R. 186, 847—848, 1928, Nr. 13. Scheel.

Stefan Rybár. Eine neue Konstruktion der Eötvösschen Drehwaage. Math.-naturw. Anz. Budapest 46, 698—723, 1929. (Ungarisch mit deutscher Zusammenfassung.) Es werden vor allem die schon 1924 vom Verf. gefundenen Grundprinzipien besprochen, mittels deren Anwendung eine wesentliche Verkleinerung der Dimension der Eötvösschen Drehwaage erreicht wurde, ohne dabei die Empfindlichkeit der Drehwaage zu vermindern. Nachher werden die Untersuchungen bezüglich der Beseitigung der in der Drehwaage auftretenden störenden Einflüsse erörtert und zum Schluß folgt eine Beschreibung der mechanischen Konstruktion der Drehwaage. Scheel.

Charles Volet. Nouvelle méthode pour la détermination absolue de la gravité par le pendule. C. R. 186, 1044—1046, 1928, Nr. 16. Es wird vorgeschlagen, statt eines Reversionspendels ein Pendel mit verschiebbarer Masse anzuwenden und durch die Bestimmung der Schwingungsdauer bei verschiedenen Stellungen der Masse die Apparatzkonstanten und g zu bestimmen. Wählt man zwei verschiebbare Massen, so kann man bei verschiedenen Stellungen derselben die Schwingungsdauer annähernd konstant halten, so daß man den Vorteil hat, stets unter gleichen Bedingungen der Aufhängung und der Geschwindigkeit der Pendelbewegung zu arbeiten. Die Korrektion des Luftwiderstandes ist bei einem Druck von 1 mm Quecksilber nach Ansicht des Verf. auch für feinste Messungen genügend genau durchführbar, ebenso die der elastischen Deformation des Pendels. Der Verf. schätzt die erzielbare Genauigkeit der g -Bestimmung auf $1 \cdot 10^{-6}$. Tomaschek.

C. A. Heiland, Chas. W. Henderson and J. A. Malkovsky. Geophysical investigations at Caribou, Colo. 45 S. U. S. Bureau of Mines Technical Paper Nr. 439, Washington 1929. Die Arbeit bildet den zweiten Teil des Berichtes des „Bureau of Mines“ über die Ergebnisse der geophysikalischen Untersuchungen bei Caribou in Colorado. Der Zweck der Messungen war, die Einwirkung einer geologisch bekannten Lagerstätte auf verschiedene geophysikalische Methoden festzustellen. — Die Geologie des Untersuchungsgebiets ist von Chas. W. Henderson bearbeitet und beschrieben. Es handelt sich um eine Gabbrointrusion in Monzonit und Monzonitporphy, in welcher sich durch magmatische Differentiation eine langgestreckte Magnetitlagerstätte gebildet hatte, die aus einem dichten Netzwerk von titanhaltigen Magnetitadern und -schlieren besteht. Zweck der geologischen Untersuchung war, die Gebiete der größten Magnetitanreicherung festzustellen und sie zu umgrenzen. — Des weiteren wurde eine genaue ebene und Höhenvermessung angestellt (von J. A. Malkovsky und dem Ref.), um die Höhenschichtenkarte genau mit den geologischen und geophysikalischen Ergebnissen in Verbindung bringen zu können, und um die nötigen geodätischen Unterlagen für die geophysikalischen Stationen zu liefern. Durch eine besondere mathematische Analyse der Höhenverteilung wurde die Abweichung des Terrains von der normalen, durch Erosion einer geologisch homogenen Masse hervor-

gerufenen Figur festgestellt. Auf diese Weise ergaben sich die topographischen Umrisse der der Erosion besser widerstehenden Magnetitlager; die durch diese Analyse erzielten Resultate waren mit den geologischen und magnetischen Verhältnissen in guter Übereinstimmung. — Elektrische Messungen wurden von Dres, Eve und Keys nach folgenden Methoden ausgeführt: 1. Spontane Polarisationsmessungen; 2. Gleich- und Wechselstrom-Aquipotentiallinienmessungen mit Punkt- und Linienelektroden; 3. Wechselstrom-Rahmenmessungen mit Punkt- und Linienelektroden; 4. Rahmenmessungen mit induktiver Felderregung: 5. sogenannte „Leap-Frog“-Widerstandsmessungen. Die Resultate waren in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der geologischen, magnetischen und Drehwaagenvermessung und sind im ersten Teil des Berichtes über die geophysikalischen Ergebnisse in Caribou veröffentlicht (U. S. Bureau of Mines, Technical Paper Nr. 434). — Die magnetische Vermessung wurde von J. A. Malcovsky und dem Ref. an 182 Punkten vorgenommen. Die Vermessungspunkte waren 100 Fuß und an Stellen starker Störungen 50 Fuß voneinander entfernt. Gemessen wurden: Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität. Benutzt wurden Schmidtsche Feldwaagen, deren Skalenwerte durch Verwendung von Goldschrauben auf das Zehnfache ihres gewöhnlichen Betrages heraufgesetzt waren. Zur Deklinationsmessung wurde der Feldwaagenkompaß nach Anbringung einer Visiervorrichtung benutzt. Die Stationen waren vor der magnetischen Vermessung im Gelände durch Pfähle markiert und genau nordsüdlich und ostwestlich angeordnet. Dadurch war der astronomische Meridian durch einfaches Anvisieren benachbarter Stationen feststellbar. Alle Komponenten des magnetischen Feldes wurden berechnet und Karten der folgenden Komponenten hergestellt: D , ΔZ , ΔH , sowie der totalen und horizontalen Störungsvektoren. Außerdem wurden verschiedene Profile durch die Lagerstätte gelegt, die den Zusammenhang der ΔH - und ΔZ -Kurven sowie der vertikalen Störungsvektoren mit den geologischen Verhältnissen zeigen. Die Extreme in D schwankten zwischen + 158 und — 161°, in der Inklination zwischen + 144 und — 31°, in der Horizontalintensität zwischen + 0,8 und — 1,1, und in der Vertikalintensität zwischen + 2,4 und — 0,3 Gauß. Das magnetische Bild der somit äußerst starken Anomalien ist sehr unregelmäßig und entspricht der wirren Anordnung der Magnetitschlieren. — Der Erörterung der negativen Anomalien, die mit der Theorie der einfachen Erdfeldinduktion im Widerspruch stehen, ist ein besonderes Kapitel gewidmet. — Leider konnten die Drehwaagenresultate nicht in diesem Bericht veröffentlicht werden. Sie stehen trotz der Tatsache, daß die Geländeneigung stellenweise bis zu 20° betrug, mit den elektrischen und den magnetischen Ergebnissen in ausgezeichnetem Einklang und sind auf S. 44 des Colorado School of Mines Quarterly on Geophysical Prospecting zu finden. Außerdem konnte das für die anderen Messungen verfügbare Bilder- und Kartenmaterial leider nur teilweise abgedruckt werden. Auch läßt die Wiedergabe der veröffentlichten Karten zu wünschen übrig; z. B. sind an ihnen durch ein Versehen der Druckerei die Maßstäbe weggeblieben. Auf dem Stationsplan (S. 6) entsprechen 100 Fuß ungefähr 9 mm.

C. A. Heiland.

Takeo Matuzawa. On the Relative Magnitude of the Preliminary and the Principal Portion of Earthquake Motions. Jap. Journ. Astron. 4, 1—33, 1926, Nr. 1. H. Ebert.

V. Conrad. Bemerkungen zum Neuseelandbeben vom 16. Juni 1929. ZS. f. Geophys. 5, 253—254, 1929, Nr. 5/6. Die Registrierung des Neuseelandbeben; vom 16. Juni 1929 gab Anlaß, zu untersuchen, wie weit vor allem

Wellen, die durch den Kern gehen und an der oberen bzw. unteren Mantelfläche reflektiert werden und dabei ihre Schwingungsart ändern (B. Gutenberg), objektiverweise identifiziert werden können. Diese Aufgabe führte weiter zu einem Approximierungsverfahren, durch Variation der Herddistanz die Gesamtheit der beobachteten Einsatzzeiten in möglichst gute Übereinstimmung mit den für die bestimmte Distanz gerechneten Zeiten zu bringen (Minimum der Summe der Fehlerquadrate). Wenn man die Gesamtheit der beobachteten Einsätze betrachtet und den gerechneten eine mit der Natur unstimige Konstitution der Erde zugrunde legen würde, so würden die Fehlsummen mit wachsender Versuchsdistanz unregelmäßigen Schwankungen unterworfen sein. Dies ist jedoch nicht der Fall, sondern es zeigt sich ein scharf ausgesprochenes Minimum der Summe der Fehlerquadrate bei $\Delta = 165^\circ$. Diese Distanz ist im Hinblick auf die makroseismischen Beobachtungen eine plausible. *Conrad-Wien.*

J. W. Gregory. The Earthquake South of Newfoundland and Submarine Canyons. Nature 124, 945—946, 1929, Nr. 3138. Am 18./19. November 1929 ereignete sich südlich von Neufundland ein heftiges Erdbeben, das von seismischen Wogen begleitet war, bei dem an der Küste mehr als 600 km vom Epizentrum entfernt noch Beschädigungen verursacht wurden und bei dem mindestens an 23 Stellen submarine Kabel brachen. Der Verf. stellt fest, daß fast alle Bruchstellen in der Verlängerung der beiden Ränder der zwischen Neuschottland und Neufundland nach Südosten gerichteten Cabotstraße liegen, die an den in Frage kommenden Stellen als über 100 Faden tiefe Einsenkung am Meeresboden als unterseeisches Canyon verläuft. Vermutlich haben dort wieder Bewegungen stattgefunden, die bis zum Meeresboden reichten. Der Verf. verweist auf weitere unterseeische Canyons (Hudson-River bei New York und andere). Ihre Ursachen seien Auswaschung durch Flüsse, als das Gebiet noch höher lag, Aushöhlung durch Gletscher, verschieden starke Sedimentation im Bereich von Strömung und Totwasser oder, wie im vorliegenden Falle, tektonische Vorgänge.

Gutenberg.

Akitune Imamura, Fuyohiko Kishinouye and Takao Kodaira. The Effect of Superficial Sedimentary Layers upon the Transmission of Seismic Waves. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 206—209, 1929, Nr. 5. Die Verff. gehen von der von Omori aufgestellten empirischen Beziehung $d = kt$ aus (d = Distanz Herd-Station, t = Laufzeitdifferenz $S - P$, k = Konstante) und untersuchen, wie diese Beziehung durch die Herdtiefe und die Schichtung der Erdkruste beeinflußt wird. Praktische Beispiele zeigen, daß k zwischen 4 und 10 schwankt. Es wurde nun versucht, die Dicke h der obersten Schicht und den Wert $k = V\mathfrak{B}/(\mathfrak{B} - V)$ zu bestimmen (V = Longitudinal-, \mathfrak{B} = Transversalwellengeschwindigkeit). Als wahrscheinlichste Werte ergab sich Schichtdicke $h = 10.0$ km und $k = 5,03$ km/sec für die oberste Schicht.

Gutenberg.

Giorgio Abetti. Sulle relazioni fra le eruzioni solari e le tempeste magnetiche terrestri. Lincei Rend. (6) 5, 721—726, 1927, Nr. 10. *H. Ebert.*

A. Nippoldt. Unsere heutige Kenntnis über die Verteilung des Erdmagnetismus. ZS. f. Geophys. 5, 351—358, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Geophys. Ges. Dresden Oktober 1929.) Die Anzahl der heute verfügbaren neueren magnetischen Beobachtungen wird abgeschätzt. Weiter wird die Güte der heutigen magnetischen Erdkarten beurteilt und verlangt, daß neue Karten ohne Stützung auf die alten gezeichnet werden.

Scheel.

H. Haalek. Über das Vorhandensein einer magnetischen Wirkung durch rotierende Massen und die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus. ZS. f. Geophys. 5, 359—365, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Geophys. Ges. Dresden Oktober 1929.) Rotiert eine Masse um sich selbst, so werden dadurch sowohl die positiven Ladungen der Atomkerne als auch die negativen Ladungen der Elektronen transportiert. Die durch diese Bewegung der positiven und der negativen Elektrizitätsmengen hervorgerufenen Magnetfelder heben sich gegenseitig nicht vollständig auf, sondern es muß infolge der Bewegung der Elektronen um die Atomkerne die durch die Rotation des Körpers verursachte magnetische Wirkung der negativen Ladungen etwas überwiegen. Nach den bisherigen experimentellen Untersuchungen liegt die sich daraus ergebende magnetische Wirkung rotierender Massen unter der Empfindlichkeit der heutigen Meßinstrumente. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß unter den im Erdinnern herrschenden Temperaturen und Drucken der atomistische Aufbau der Materie ein solcher ist, daß das Vorhandensein des Erdmagnetismus durch diesen rotationsmagnetischen Effekt verursacht wird. *Scheel.*

Edward S. King. Rotation of the Earth and Magnetostriction. Nature 123, 15—16, 1929, Nr. 3088. Die Umdrehung der Erde erfährt, wie E. W. Brown zeigte, Änderungen, die sich besonders deutlich zeigten in den Jahren 1785, 1850, 1878 und 1918. Sie werden erklärt durch Pulsationen der Erde, durch Vergrößerung und Verkleinerung des Erdradius, ohne daß es indessen bisher gelungen wäre, eine befriedigende Ursache für diese Pulsationen anzugeben. Verf. zieht erstmalig zur Erklärung die Magnetostraktion heran im Hinblick auf den Eisen-Nickelgehalt des Erdkernes. Ein Vergleich mit der Säkularvariation der erdmagnetischen Deklination zeigt interessanterweise weitgehende Übereinstimmung, da auch im Gange der Säkularvariationen ungefähr zur gleichen Zeit (1850, 1890, 1900, 1920) Maxima und Minima auftreten. Wenn diese Übereinstimmung auch den Erklärungsversuch mit Hilfe der Magnetostraktion zu stützen scheint, müssen doch zu seiner Festigung noch manche Schwierigkeiten beseitigt werden. *G. Fanselau.*

O. H. Gish. On the reliability of earth-current potential measurements. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag, Sept. 1927, S. 247 (Bull. Nr. 7). Jede der drei Komponenten des Erdstromes wird in Watheroo (Westaustralien) auf drei unabhängigen Leitungen gemessen. Auf Grund dreijähriger Beobachtungen lassen sich die Erscheinungen lokaler Art von denen allgemeinerer Bedeutung trennen. Folgende Schlüsse werden gezogen: 1. Beziiglich eines konstanten Anteils im Erdstrom läßt sich nichts aussagen. Der größere Teil des gemessenen Wertes beruht auf Kontaktpotentialen extrem lokalen Charakters. 2. Die jährliche Schwankung ist ebenfalls extrem lokal, wahrscheinlich mehr oder weniger direkt durch den Feuchtigkeitsgehalt des Bodens bestimmt. 3. Die tägliche Schwankung, die sich aus den Stundenmittelwerten für einen Monat ergibt, ist zuverlässig. Aber ohne doppeltes System von Elektroden können sich leicht fremde Einflüsse mit eigener täglicher Periode unbemerkt einschleichen. 4. Störungen, die wenige Stunden oder noch kürzer dauern, lassen sich ohne die geringste Schwierigkeit messen. *J. Bartels.*

P. L. Mercanton. On rock magnetism. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag, Sept. 1927, S. 220 (Bull. Nr. 7). Nach Ansicht des Verf. gibt die Magnetisierung vulkanischer Gesteine ein Bild des magnetischen Erdfeldes, wie es zur Zeit der Erstarrung der Lava war. Im Tertiär müßte demnach z. B. das Magnetfeld in Grönland und Australien umgekehrt gerichtet gewesen sein. *J. Bartels.*

Charles Chree. Note on distribution-constants of magnetometers. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag. Sept. 1927, S. 226—233 (Bull. Nr. 7). Theoretische Bemerkungen über die Konstantenbestimmung am Kew-Magnetometer durch Ablenkungsmessungen in drei Entfernungen. *J. Bartels.*

J. A. Fleming and H. W. Fisk. Preliminary notes on intensity-constants of C. I. W. magnetometers. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag. Sept. 1927, S. 234—237 (Bull. Nr. 7). Die Praxis der Konstantenbestimmung und -prüfung der Magnetometer des Carnegieinstituts wird beschrieben. Beispiele für Änderungen des Trägheitsmoments von Schwingungsmagneten werden gegeben. Eine Tabelle enthält die Verteilungskonstanten und das Trägheitsmoment des Standardinstruments C. I. W. Magnetometer Nr. 3 von 1907 bis 1926.

J. Bartels.

S. Goldstein. The Influence of the Earth's Magnetic Field on Electric Transmission in the Upper Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 121, 260—285, 1928, Nr. 787. *Scheibe.*

W. Howard Wise. Asymptotic Dipole Radiation Formulas. Bell Syst. Techn. Journ. 8, 662—671, 1929, Nr. 4. Betrifft die Ausbreitung elektrischer Wellen längs der ebenen Erdoberfläche, herrührend von Dipolen in endlichem Abstand davon, mit besonderer Berücksichtigung der Wellen, die unter einem endlichen Winkel gegen die Horizontale verlaufen. Die Resultate sind von Strutt und Weyl bekannt; Verf. leitet sie in engerem Anschluß an Sommerfeld ab, indem er eine ungenaue Abschätzung verbessert. Es werden die asymptotischen Formeln (für Abstände vom Sender > etwa 20λ) und Polardiagramme für das Feld von horizontalen und vertikalen Dipolen gegeben (berechnet für: $\lambda = 6$ m, $s = 9$, $\mu = 1$, $\sigma = 10^{-13}$ und verschiedene Höhen des Dipols über der Erdoberfläche). *Wessel.*

K. Sreenivasan. On the relation between long-wave reception and certain terrestrial and solar phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1793—1814, 1929, Nr. 10. Die Arbeit bezieht sich auf Intensitätsmessungen, welche in Bangalore während eines Zeitraums von 18 Monaten an einem etwa 300 km entfernten Sender (Madras) der Welle 4000 m vorgenommen wurden. Danach scheinen sich die Empfangsfeldstärken umgekehrt wie die Temperaturen am Sende- und Empfangsort zu verhalten. Offenbar haben die Änderungen von Temperatur und Lautstärke die gleiche Quelle, nämlich Änderungen in dem Medium zwischen den beiden Orten. Eine Abhängigkeit der Feldstärke vom Luftdruck ließ sich nicht mit Sicherheit feststellen. Wenn eine solche überhaupt vorhanden, so entspricht zunehmendem Druck auch wachsende Intensität der Zeichen. Dagegen ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen der (in Nordwesteuropa gemessenen) Ozonkonzentration der höheren Schichten und den Empfangsfeldstärken in Bangalore, ferner zwischen diesen beiden Faktoren und der Zahl der Sonnenflecken. Andererseits waren die Beziehungen zwischen Zeichenstärke und Erdmagnetismus weniger deutlich. Die zeitweise auftretende Verzögerung von 1 bis 2 Tagen zwischen Empfangsgüte und Sonnenfleckenzahl wird auf die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der von der Sonne ausgeschleuderten Partikeln zurückgeführt, für welche sich $1/_{360}$ der Lichtgeschwindigkeit errechnet. Die Unterschiede in der Ausbreitung langer und kurzer Wellen werden dadurch erklärt, daß die hohen Frequenzen sich über die leicht beweglichen Elektronen der höchsten Schichten ausbreiten, während die langen Wellen an

die schweren Ionen in geringer Höhe über dem Erdboden gebunden sind. Letzterer Umstand gibt einen erklärenden Hinweis auf den Zusammenhang zwischen Ozonkonzentration und Empfangsgüte.

K. Krüger.

H. B. Maris and E. O. Hulbert. Wireless telegraphy and magnetic storms. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 494–500, 1929, Nr. 3. Nach Darlegung der bekannten Verhältnisse, wie sie bei magnetischen Stürmen durch die Ultrastrahlung der Sonne in der Heavisideschicht hervorgerufen werden (Ionisation, Erwärmung), zeigen die Verff., daß die langen Wellen der drahtlosen Nachrichtenübermittlung (5 bis 20 km) im allgemeinen weniger empfindlich gegenüber magnetischen Stürmen sind als die kurzen Wellen (15 bis 40 m). Es folgt dann die Diskussion einiger besonders markanter magnetischer Stürme nach den Aufzeichnungen des Magnetographen am Cheltenham-Observatorium in Verbindung mit den Störungen des Kurzwellenverkehrs von Washington nach Europa und Südamerika (längs der Küste des Atlantiks), ferner von Washington nach San Francisco. Die qualitative Schätzung der Güte des Empfangs geschah nur roh nach drei Stufen: „good, poor, bad“. Die Einwirkung der Stürme auf die verschiedenen Übermittlungswägen ist sehr verschieden; teils sind beide gestört, teils aber auch nur einer. Die Gründe für dieses verschiedene Verhalten werden, abgesehen von allgemeinen Vermutungen, nicht näher angegeben.

G. Fanslau.

Teodor Schliomka. Zur Theorie des elektrischen Feldes der Erde. I. S.-A. Gerlands Beitr. 24, 241–272, 1929. Es wurden bereits in einigen Arbeiten verschiedener Autoren Berechnungen der von lokalen und kosmischen Raumladungen herrührenden Feldstärken am Erdboden bekanntgegeben. Sie lassen sich aber nur auf den Fall lokaler Raumladungen anwenden. In vorliegender Arbeit hat der Verf. jedoch Rechnungen durchgeführt, denen die Annahme einer universal verteilten Raumladungsdichte zugrunde liegt. Die Raumladungsdichte soll nur eine Funktion der geographischen Breite sein. Die Arbeit zerfällt in Teile, von denen der erste den Einfluß atmosphärischer Raumladungen auf das Potentialgefälle am Erdboden beinhaltet und im zweiten der tägliche Gang des erdelektrischen Feldes behandelt wird. Im dritten und vierten Teil werden Rechnungen über die Influenzwirkung elektrisch geladener Kugelzonen und Kugelkappen (Raumladungen) auf eine leitende Kugel (die Erde) durchgeführt.

Seidl.

A. Wigand. Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes. ZS. f. Geophys. 5, 319–321, 1929, Nr. 7. (Vortrag Geophys. Ges. Dresden 1929.) Mit schnellwirkenden RaTh-Kollektoren (Halbwertszeit 0,06 Sek.) wurde die zeitliche Feinstruktur des luftelektrischen Feldes und der Raumladung photographisch registriert. Bei nicht gewittergestörtem Wetter haben die häufigsten schnellen Feldschwankungen eine Dauer von rund 1 Sek., die schnellsten von 0,2 Sek. Die schnellen Schwankungen der Raumladung, gemessen nach der Käfigmethode, sind der Größenordnung nach von gleicher Dauer, jedoch ohne Beziehung zu den auf dem gleichen Registrierstreifen aufgenommenen Feldschwankungen; sie hängen aber zusammen mit der Windstruktur, gemessen mit einem Seeligerschen Böenmesser, indem Windzunahme von Raumladungszunahme begleitet ist. Die schnellen Feldschwankungen werden angesprochen als Schwankungen der Erdladung, erzeugt durch die Schwankungen desjenigen Prozesses, der die Erdladung aufrechterhält. Es wird erörtert, wie man durch weiteres Studium der schnellen Feldschwankungen Aufschlüsse über den Vorgang der Erhaltung der Erdladung erwarten und etwa die vom Verf. vertretene Hypothese prüfen kann, daß der Blitzstrom zur Erde dieser Erhaltungsprozeß sei.

Wigand.

J. L. Hamshere. The Mobility Distribution and Rate of Formation of Negative Ions in Air. Proc. Cambridge Phil. Soc. **25**, 205–218, 1929, Nr. 2. Zur Messung der Beweglichkeit von Luftionen wird eine Anordnung benutzt, die im wesentlichen der von Franck und Pohl angegebenen Wechselfeldmethode mit rechteckigem Spannungsverlauf entspricht. Als wesentliche methodische Verbesserung wird folgende eingeführt: Das Hilfsfeld, das die Ionen in den eigentlichen Meßkondensator bringen soll, wird ebenfalls mit rechteckig profilierten Wechselspannung betrieben, und zwar unter Benutzung eines Kommutators, der mit dem das Wechselfeld betätigenden Schaltmechanismus synchron läuft. Dadurch wird eine größere Auflösung des Beweglichkeitsspektrums erreicht. An Resultaten ergeben sich folgende: In trockener (P_2O_5) Luft von Atmosphärendruck verteilen sich die Beweglichkeiten negativer Ionen innerhalb 2,15 und 1,45 mit einem Maximum bei $1,8 \text{ cm}^2/\text{sec. Volt}$. Bei Drucken unterhalb 100 mm Hg zeigt sich außer dem normalen Beweglichkeitswert ein extrem hoher, mit mechanischen Kommutatoren nicht mehr meßbarer Wert, den man freien Elektronen zuschreiben muß. Die mittlere Lebensdauer der Elektronen, gemessen an der Zahl der Zusammenstöße, die schließlich zur Anlagerung führen, beträgt etwa $9,4 \cdot 10^4$ Stöße, ihre mittlere Geschwindigkeit 2 bis $7 \cdot 10^5 \text{ cm/sec.}$

G. Mierdel.

H. Freeborn Johnston. On terminology and symbols in atmospheric electricity. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag, Sept. 1927, S. 241 (Bull. Nr. 7). Verf. bringt Vorschläge für neue Symbole in der atmosphärischen Elektrizität. Die totale Leitfähigkeit möge z. B. mit L bezeichnet werden und der atmosphärische Potentialgradient mit P . Letzteres würde eine Konfusion mit der erdmagnetischen Intensitätskomponente X vermeiden. Mit dem Buchstaben q wurde bisher bezeichnet: das Verhältnis von λ_+ zu λ_- oder das Verhältnis von a_+ zu a_- oder die Anzahl der in $1 \text{ cm}^3/\text{sec}$ erzeugten Ionen. Verf. will die Bezeichnung q für das Verhältnis λ_+ zu λ_- beibehalten, jedoch für das Verhältnis a_+ zu a_- den Buchstaben d als Anfangsbuchstaben von Dissipation einführen. Für die pro Kubikzentimeter und Sekunde erzeugten Ionen schlägt er δ vor, da α , β und γ bereits Verwendung finden. Seidl.

E. O. Hulbert. Ionization in the upper atmosphere. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag, Sept. 1927, S. 246 (Bull. Nr. 7). Für die Ionisation der oberen Schichten der Erdatmosphäre kommen hauptsächlich das ultraviolette Licht, α - und β -Teilchen, die von der Sonne kommen, durchdringende Strahlung kosmischen Ursprungs und ionisierende Strahlungen aus der Erde in Betracht. Experimente mit elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie und die Theorien über die Ausbreitung dieser Wellen auf der Erdoberfläche zeigen, daß die Elektronendichte mit der Höhe über der Erde wächst und dabei einen Wert von ungefähr $4 \cdot 10^5$ erreicht. Verf. erinnert an die Theorien von Humphreys, Jeans u. a., sowie an die Theorie der Wiedervereinigung der Ionen von J. J. Thomson. Es wurde die Ionisation in strenger Übereinstimmung mit den Angaben der drahtlosen Telegraphie bei Tag gefunden. Für die Nacht ist keine Übereinstimmung festgestellt worden. Seidl.

Joseph G. Brown. The electric space charge in the lower atmosphere. Phys. Rev. (2) **35**, 135, 1930, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. hat im letzten Jahre die Raumladung der Atmosphäre 7,5 m oberhalb der Erdoberfläche kontinuierlich aufgenommen. Es wurde Obolenskis Methode benutzt, alle Ionen aus einem bekannten Luftvolumen zu sammeln und die Restladung zu bestimmen. Der mittlere Wert der positiven Ladung betrug ungefähr 0,10 elst. Einh. pro

Kubikmeter. Dieser Wert liegt zwischen den Werten von Obolenski und Kahler. Die Luft war frei von Staub, der große negative Ladungen gibt, und auch von Ruß, der große positive Ladungen hat. Wenn die Luft ruht, ist die Raumladung bemerkenswert konstant. Bei bewegter Luft kommen dagegen plötzliche Änderungen vor. Daraus läßt sich schließen, daß die meisten Änderungen an einem gegebenen Punkte von verschiedenen Luftmassen herrühren, die verschiedene Ladungen haben. Nachts, wenn die Luft gesättigt ist, nimmt die positive Raumladung ab und geht oft in eine negative über. Bei Regen sind große positive oder negative Ladungen vorhanden. Die mittlere tägliche Schwankung verläuft der Temperaturschwankung nahezu entgegengesetzt, doch besteht eine gewisse Übereinstimmung mit dem Potentialgradienten. Plötzliche Änderungen in der Raumladung sind von plötzlichen Änderungen des Potentialgradienten begleitet, während das umgekehrte häufig nicht der Fall ist.

Güntherschulze.

Jean Chevrier. Variation diurne du potentiel électrique de l'air et déperdition électrique pendant le mois de septembre 1928 à l'Observatoire de Ksara (Libau). C. R. 188, 1306—1307, 1929, Nr. 20. Verf. konnte bei den im Monat September 1928 gemachten Beobachtungen des luft-elektrischen Potentials zwei Minima feststellen, und zwar eins zwischen 4 und 6 Uhr bei ungefähr 40 Volt und ein zweites weniger ausgeprägtes zwischen 12 und 14 Uhr. Ebenso zwei Maxima, von denen das eine sehr scharf bei 140 Volt um 8 Uhr und das zweite zwischen 16 und 18 Uhr weniger akzentuiert ist. Ferner schildert der Verf. den Verlauf von Messungen über Ladungsverluste. Für beide Arten von Elektrizität tritt gerade zur Zeit zwischen 4 und 6 Uhr, wenn also das Potential ein Minimum aufweist, bezüglich des Ladungsverlustes ein Maximum auf. Für die positiven Ladungen treten zwischen 15 und 17 Uhr Minima auf. Für die negativen Ladungen konnte man kein so scharfes Minimum beobachten.

Seidl.

G. C. Simpson. Lightning. Nature 124, 801—812, 1929, Nr. 3134. Nach einer historischen Einleitung wendet sich Verf. zunächst gegen die vielfach noch an-zutreffende Auffassung, den Blitz für einen gewöhnlichen Überschlag zwischen den beiden leitenden Körpern Wolke und Erde zu halten und weist darauf hin, daß Wasserdampf ein bedeutend schlechterer Leiter ist als trockene Luft. In der Wolke können nämlich nicht wie in gewöhnlicher Luft Ionen bestehen, sondern diese werden sofort von Wassertropfen absorbiert und verlieren dadurch ihre Beweglichkeit. Entgegen der früheren Vorstellung — leitender Körper (Wolke) im nichtleitenden Medium (Luft) — muß man daher bei der Betrachtung der Gewittervorgänge davon ausgehen, daß sich ein nichtleitender Körper (Wolke) in einem relativ gut leitenden Medium (Luft) befindet. In der Wolke können sich wegen der guten Isolation sehr große Ladungen verschiedenen Vorzeichens ansammeln, als deren Hauptentstehungsursache Verf. eine Wechselwirkung zwischen den je nach ihrer Größe mit verschiedener Geschwindigkeit fallenden und beim Zerspritzen sich aufladenden Regentropfen und dem Winde ansieht. In längeren Ausführungen wird der Mechanismus dieser Wechselwirkung aus-einandergesetzt. An der Stelle größter Feldstärke (Grenze zwischen positiver und negativer Raumladung) beginnt in der Wolke der Zusammenbruch, wodurch zunächst eine stark ionisierte kurze Entladungsbahn entsteht. Die Kraftlinien zwischen dem positiven und negativen Raumladungsgebiet der Wolke drängen sich nun an den beiden Enden des neu entstandenen „Leiters“ zusammen und bewirken dort eine weitere Erhöhung der Feldstärke. Infolge des großen Unter-schieds der Beweglichkeit zwischen positiven Ionen und Elektronen nimmt die Feldstärke jedoch an dem im positiven Raumladungsgebiet gelegenen Ende

rasch ab, unter Bildung einer großen Zahl negativer Ionen; da sie an dem anderen Ende in unverminderter Höhe erhalten bleibt, verlängert sich der Durchbruchskanal nur in dieser Richtung, d. h. der Blitz wandert stets in das negative Raumladungsgebiet hinein. Dabei werden häufig von der Hauptentladung aus Äste gebildet, welche sämtlich in gleicher Richtung verlaufen und stets vom Sitz der ursprünglichen positiven Raumladung weggerichtet sind. In einer früheren Arbeit ist es Verf. gelungen, mittels Elektrisiermaschine zwischen zwei Kupferscheiben mit je einer Drahtspitze auf einer photographischen Platte von der positiven Elektrode aus ähnliche Entladungsformen zu erzeugen, wie sie die Blitzkanäle darstellen. — Es lassen sich drei Arten von Blitzentladungen unterscheiden: 1. Wolke—Wolke; 2. Wolke (positiv)—Erde; 3. Wolke (negativ)—Erde, wobei auf der Erde jedesmal Ladung entgegengesetzten Vorzeichens influenziert wird. Kann im Falle 2 durch die Neubildung negativer Ionen in der Wolke deren positive Ladung nicht rasch genug abfließen, so können intermittierende Schläge entstehen, wobei die Ionisierung des Hauptkanals auch in der Zeit zwischen den Schlägen erhalten bleibt. Als Beispiel bringt Verf. zwei ältere Aufnahmen mit stillstehender und rotierender Kamera von Walter, welche aus den nach unten gerichteten Verästelungen deutlich als Schläge aus positiver Wolke zu erkennen sind. Im Falle 3 beginnt die Entladung meist nicht in der Wolke selbst, sondern sie geht häufig von einer Erhebung der Erdoberfläche aus. Auch von dieser Form, kenntlich durch die nach oben gerichteten Verästelungen, bringt Verf. eine Aufnahme. Wegen der Verästelungen (Teilentladungen) ist die Wahrscheinlichkeit, daß Gegenstände der Erdoberfläche vom Blitz getroffen werden, bei positiven Schlägen größer; da durch die negativen Schläge jedoch der gesamte Entladungsstrom geht, sind diese gefährlicher. Positive Schläge kommen häufiger (nach einer vom Verf. vorgenommenen statistischen Auswertung von Blitzaufnahmen mindestens viermal öfter) vor als negative. — Durch direkte Beobachtungen von Watson Watt, Norinder und Matthias mittels Kathodenoszillograph ist festgestellt, daß der Hauptanteil des Blitzstromes keinen oszillatatorischen Charakter hat. Dies bestätigt die Auffassung von der Wolke als Nichtleiter an Stelle der früheren Auffassung von der Wolke als Kondensator. Dagegen könnte der Entladungskanal, welcher geringe Dämpfung besitzt, als Ganzes zu Eigenschwingungen angeregt werden, die sich dem eigentlichen Blitzstrom überlagern. In den Oszillogrammen von Norinder und Watson Watt fanden sich tatsächlich solche Oberschwingungen; einige der von letzterem aufgenommenen Oszillogramme atmosphärischer Störungen, welche wohl mit Blitzentladungen identisch sind, sind wiedergegeben. Die in einem Blitzschlag sich entladende Elektrizitätsmenge läßt sich berechnen zu etwa 20 Coulomb, die Zeitspanne zu 10^{-8} Sek., der Strom zu 2 bis $10 \cdot 10^4$ Amp., die Spannung zu 10^9 Volt, welche Werte gut mit den direkten Beobachtungen von Matthias übereinstimmen.

Knoll.

G. C. Simpson. The twentieth Kelvin lecture. „Lightning.“ Journ. Inst. Electr. Eng. 67, 1269—1282, 1929, Nr. 395. Die Arbeit ist mit der vorhergehenden identisch bis auf einen Anhang mit Berechnungen, welche sich auf die dort angegebenen Verhältnisse beziehen. Es wird gezeigt, daß Eigenschwingungen des Blitzkanals nur auftreten können, wenn sein Widerstand kleiner bleibt als etwa 1 Ohm pro Meter, und daß die Wellenlänge dieser Eigenschwingungen bei etwa 8000 m liegen muß. In einer Tabelle werden die berechneten Leiterquerschnitte angegeben, welche die stärkste für einen Blitzschlag zu erwartende Elektrizitätsmenge (200 Coulomb) in 0,001 Sek. bei Erreichung einer bestimmten Endtemperatur abführen. Läßt man sicherheitshalber nur 100° Endtemperatur zu, so kommt man für Kupfer auf 0,5, für Eisen auf $1,34 \text{ cm}^2$.

Leiterquerschnitt. Rechnerisch wird ferner gezeigt, daß die selbst auf einer unendlich langen Freileitung durch eine über ihr stehende Ladung festgehaltene Elektrizitätsmenge unter praktischen Verhältnissen nur etwa $1/500$ der sich im Blitz entladenden Elektrizitätsmenge beträgt, also von der Größenordnung 0,01 Coulomb ist. Die beim Niedergang eines Blitzes von 20 Coulomb auf einer unendlich langen Freileitung frei werdende Energie beträgt nur ein Millionstel der Blitzenergie.

Knoll.

C. V. Boys. Progressive Lightning. Nature 124, 54—55, 1929, Nr. 3115. Der Verf. beschreibt eine neue Kamera zur Aufnahme von Blitzen, die eine veränderte Form des in Nature vom 1. September 1928 beschriebenen Apparates darstellt. Während hierbei zur Aufnahme des Blitzes zwei in entgegengesetzter Richtung bewegte Filme nötig waren, um aus den Aufnahmen auf den Verlauf des Blitzes schließen zu können, genügt bei dem neuesten Apparat ein einziger Film. Dieser Film liegt auf der inneren Wandung einer drehbaren Trommel. In der Nähe der Achse sind zwei vollständig reflektierende Prismen um 180° verdreht so angebracht, daß der aus der Richtung der Trommelachse einfallende Lichtstrahl des Blitzes durch die Prismen und Objektive so auf den Film geworfen wird, daß die Bilder um 180° verdreht sind. Während der Aufnahme wird die Trommel gleichzeitig schnell gedreht. Der Verf. hat schon Aufnahmen mit seiner neuen Kamera gemacht und ist dabei zu guten Resultaten gekommen.

Störmer.

Peter Lautner. Die luftelektrischen Verhältnisse am Zugspitzengipfel in 2960 m. Dissertation München 1929, 18 S. Verf. hat vom 1. August 1927 an durch ein Jahr folgende luftelektrische Beobachtungen durchgeführt: 1. Dauerregistrierung des Potentialgefäßes mittels Benndorfelektrometers und Radiothor-senders. 2. Dreimal täglich Beobachtungen mit einer Wilsonapparatur (Influenzplatte in Verbindung mit Einfadenelektrometer). Daraus kann die Dichte der Ladung an der Erdoberfläche, der Potentialgradient und der Vertikalstrom entnommen werden. Indirekt ergibt sich dann auch die totale Leitfähigkeit und die Raumladung. 3. Beobachtungen der durchdringenden Strahlung mit einem (bzw. zwei) Wulfschen Strahlern. Diese sind leider ohne Abschirmung des (bekanntlich sehr variablen) Anteils der radioaktiven Erdstrahlung ausgeführt worden, so daß sie z. B. für die Beurteilung der Schwankungen der kosmischen Ultrastrahlung oder zur genauen Ermittlung der Absolutwerte der Intensität dieser Strahlung nicht verwendbar sind. Von Einzelergebnissen sei folgendes erwähnt: Bei Ausschluß der extrem gestörten Tage ergibt sich auf der Zugspitze das ganze Jahr hindurch eine einfache tägliche Periode des Potentialgradienten mit dem universalzeitlichen Minimum um 4 Uhr MEZ, dem Maximum um 17 bis 19 Uhr. Potsdam, Davos und Muottas Muragl zeigen die einfache Welle nur im Winter. Der mittlere jährliche Gang des Potentialgefäßes zeigt sowohl nach der Benndorfregistrierung, als nach der Wilsonmessung ein scharfes Minimum im November, das Maximum fällt in den Juli und ist etwa doppelt so groß wie das Minimum. Dieser Gang ist gerade entgegengesetzt zu dem in der Ebene beobachteten jährlichen Gang. Der Leitungsstrom zeigt sehr geringe und jedenfalls keine periodischen Schwankungen im Laufe eines Jahres. Die Leitfähigkeit verläuft antiparallel zum Potentialgradienten und zeigt im Sommer ihr Hauptminimum. Auch ihr täglicher Gang verläuft spiegelbildlich zu dem des Gradienten mit dem Maximum um 4 Uhr vormittags. Verf. gibt eine ausführliche Diskussion dieser Ergebnisse auf Grund der besonderen meteorologischen Verhältnisse in 3000 m Höhe. Die Raumladung wird aus der Poisson-schen Gleichung berechnet und ergibt für das Gipfelobservatorium rund 100fach

größere Werte, als in der freien Atmosphäre bei gleicher Erhebung über dem Meeresspiegel gemessen wurden. Der angegebene jährliche Gang der durchdringenden Strahlung (Erd-, Luft- und Ultrastrahlung) ist wohl hauptsächlich durch die Veränderungen in der radioaktiven Umgebungsstrahlung hervorgerufen. Verf. gibt weiter eine Schätzung der Ionisierungsbilanz auf dem Gipfel, woraus sich auf der Zugspitze die mittlere Lebensdauer der kleinen Ionen zu 120 Sek. ergibt, in Übereinstimmung mit den direkten Messungen von V. F. Hess in reiner Meeresluft. Endlich versucht Verf. auch noch eine Übertragung der auf der Zugspitze gefundenen Werte der luftelektrischen Elemente für die freie Atmosphäre und diskutiert in einem eigenen Abschnitt die luftelektrisch abnormalen Tage. Die gefundenen charakteristischen Einflüsse meteorologischer Faktoren auf Potentialgradienten, Raumladung, Leitfähigkeit, Oberflächendichte und Leitungsstrom werden ausführlich angegeben. Von besonderem Interesse ist der Befund, daß die Oberfläche von Nebelschichten in der Berghöhe stets eine ausgesprochene Diskontinuitätsfläche in luftelektrischer Hinsicht darstellt.

V. F. Hess.

E. Steinke. Wasserversenkungsmessungen der durchdringenden Hessschen Strahlung. ZS. f. Phys. 58, 183—193, 1929, Nr. 3/4. Verf. hat mit seiner 1928 auf Muottas Muragl verwendeten Hochdruckapparatur in den Masurischen Seen Einkenkversuche ausgeführt, um die Absorption der kosmischen Ultrastrahlung bis etwa 40 m Wassertiefe möglichst genau zu verfolgen. Die Restionisation war durch Messungen unter 1000 m Gestein (Albulatunnel) zu $0,2 \text{ J}$ bestimmt worden. Das Ionisationsgefäß war allseitig mit einem 7 cm dicken Bleipanzer umgeben, um die radioaktive Umgebungsstrahlung auszuschalten, und wurde in einem gußeisernen Zylinder von 1,2 cm Dicke, hermetisch abgeschlossen, in das Wasser eingesenkt. Die Ionisation an der Wasseroberfläche (hinter 7 cm Blei und 1,2 cm Eisen) betrug (nach Abzug des Restganges) $1,23 \text{ J}$ und wurde durch Hinabsenken auf 38 m Tiefe auf $0,03 \text{ J}$ reduziert. Die Absorptionskurve in Wasser stimmt mit der von Millikan und Cameron gut überein, doch vermeidet Verf., eine so ins einzelne gehende Komponentenzerlegung vorzunehmen, wie es die genannten Autoren getan haben. Verf. errechnet für die harte Komponente der Ultrastrahlung (zwischen 27 und 38 m Tiefe) einen Absorptionskoeffizienten (in Wasser) von $0,056 \text{ m}^{-1}$ (bei Annahme allseitigen Einfalls); natürlich ist dies noch nicht die härteste Komponente. Denn zu deren Absorption reichen 40 m Wasser noch nicht aus (E. Regener konnte im Bodensee die Absorption dieser Strahlung bis 240 m studieren). Verf. diskutiert die noch vorhandenen Abweichungen in den Angaben verschiedener Autoren bezüglich der Absorptionskoeffizienten bei kleiner Schichtdicke und insbesondere die neuen Arbeiten von D. Skobelzyn sowie von W. Bothe und Kolhörster. Der Ansicht bzw. den Argumenten der letztgenannten Autoren, daß die Ultrastrahlung hauptsächlich korpuskularer Natur ist, kann der Verf. sich nicht anschließen; daß es sich zum Teil um sehr rasche Elektronen handelt, wird zugegeben. Verf. erwähnt auch, daß solche hochgeschwinden Elektronen rechnungsgemäß de Broglie-Wellen von nur 10^{-13} cm Wellenlänge mit sich führen, also von einer Wellenlänge, die man der härtesten Komponente der Hessschen Ultra- γ -Strahlung zuordnet.

V. F. Hess.

F. Lindholm. Enregistrements de l'ultra-rayonnement cosmique à Muottas-Muraigl (communication de l'Observatoire physico-météorologique de Davos). Arch. sc. phys. et nat. (5) 11, 271—272, 1929, Sept./Okt. [C. R. Séances Soc. Suisse Davos August 1929.] Weitere Registrierungen der Höhenstrahlung auf Muottas Muragl (2500 m) führten zu folgenden Ergebnissen:

Der Korrelationsfaktor beim Barometereffekt ist hoch, aber nicht 1. Außer dem Druck spielt also noch ein anderer Faktor mit. Die Absorptionskoeffizienten sind von Periode zu Periode veränderlich. Die Strahlung ändert sich demnach in ihrer Zusammensetzung oder es ändert sich das Absorptionsvermögen der Luft. Die Gesamtstrahlung bei oben offenem Panzer hat eine tägliche Periode mit 2% Schwankung (Minimum 4 Uhr, Maximum 16 Uhr) und eine jährliche Periode mit Maximum im Winter und Minimum im Sommer. Die harte Strahlung allein schwankt nicht, auch eine Sternzeitperiode fand sich nicht. Die tägliche Periode konnte durch Schwankungen des Emanationsgehaltes der Atmosphäre erklärt werden. Die jährliche Periode wird wahrscheinlich durch Schwankungen der Absorptionsfähigkeit der Atmosphäre bedingt. Für einen atmosphärischen Effekt spricht die strahlungserhöhende Wirkung der Niederschläge. *Kolhörster.*

V. F. Hess et O. Mathias. Nouveaux enregistrements de l'ultra-rayonnement cosmique au Sonnblick (3100 m). Arch. sc. phys. et nat. (5) 11, 272—273, 1929, Sept./Okt. [C. R. Séances Soc. Suisse Davos August 1929.] Mit zwei Apparaten nach Kolhörster zur Messung der durchdringenden Strahlung und einem Wulf-Kolhörster-Apparat wurde im Sommer 1929 auf dem Sonnblick (3100 m) beobachtet. Die Registriervorrichtung wird in der Physikalischen Zeitschrift beschrieben, die Ergebnisse sollen später veröffentlicht werden.

Kolhörster.

L. F. Curtiss. The Nature of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 34, 1391, 1929, Nr. 10. Aus Absorptionsversuchen an den koinzidierenden Höhenstrahlen in zwei Geiger-Müllerschen Zählrohren schließen Bothe und Kolhörster auf Korpuskularstrahlen von einer Anfangsenergie von wenigstens 10^9 e-Volt, falls es sich um Elektronen handelt. Wenn man an Stelle des Absorbers ein genügend starkes Magnetfeld bringt, so müßten sich die Elektronen abbeugen lassen, die Zahl der Koinzidenzen also abnehmen, worauf Bothe und Kolhörster hinweisen (ZS. f. Phys. 56, 751, 1929). Verf. hat bei einem Felde von 7000 Gauß und 24 cm Durchmesser, das Elektronen von 10^8 e-Volt ablenkt, also bereits auf die weicheren Strahlen einwirkt, eine sichere Abnahme der Koinzidenzen gefunden und hält dies für eine Bestätigung der Ansicht von Bothe und Kolhörster. Ausführliche Versuche werden in Aussicht gestellt. *Kolhörster.*

E. Steinke. Neue Untersuchungen über die durchdringende Hesssche Strahlung. Phys. ZS. 30, 767—771, 1929, Nr. 21. (Vortrag Physikertag Prag September 1929.) Die von Hoffmann, Lindholm u. a. bemerkten Verschiedenheiten in der Größe des sogenannten Barometereffektes der kosmischen Ultrastrahlung wurden vom Verf. mit einem kleineren Hochdruckapparat ebenfalls nachgewiesen. Diese Erscheinung sowie die Diskrepanzen verschiedener Beobachter hinsichtlich der sternzeitlichen täglichen Periode der Ultrastrahlung legten die Vermutung nahe, daß die verschiedenen Versuchsanordnungen verschiedene „Spektralempfindlichkeit“ besitzen, d. h. für Strahlen verschiedener Härte verschieden ansprechen. Verf. hat daraufhin mit seiner Apparatur durch 6 Monate dauernd die Ultrastrahlung im Meeressniveau (Königsberg) a) bei Abschirmung durch 12 cm Eisen, b) bei freier Einstrahlung durch eine Panzeröffnung von $\pm 29^\circ$ registriert. Bezuglich Einzelheiten der sehr zweckmäßigen Registrieranordnung muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. Die Kurven, welche den täglichen Gang der in beiden Fällen gemessenen Ionisation wiedergeben, zeigen recht komplizierten Verlauf und keine deutliche Periode nach Sternzeit. Die Schwankungen der Gesamtstrahlung hinter 12 cm Eisen betragen nur etwa 1%, ebenso bei freier Einstrahlung durch den oben offenen Panzer. Subtrahiert

man aber die Ordinatenwerte dieser beiden Tageskurven, so erhält man eine tägliche Schwankung im Betrage von über 10%, wobei die Lage der gefundenen sieben Hauptmaxima und der übrigen Kurvenpunkte fast genau mit denen von Kolhörster und Salis übereinstimmen. Da die Differenzkurve dem täglichen Gange des weichsten Anteils der Ultrastrahlung entspricht, d. h. desjenigen, der nur die 2 mm dicke Wand des Druckgefäßes zu passieren hatte, so glaubt der Verf. nunmehr, daß die sternzeitliche tägliche Periode wirklich auch im Meeresnivoau existiert, daß sie aber nur bei dem weichsten Anteil der Ultrastrahlung so große Amplitude hat. Die Diskrepanz zwischen den Befunden von Kolhörster, v. Salis, Büttner einerseits, Hoffmann, Lindholm, Hess und Mathias andererseits würden sich dadurch erklären lassen. Eine sichere Entscheidung wird erst durch neue, bereits im Gange befindliche Messungen des Verf. erzielt werden können, bei denen durch Simultanregistrierung mit und ohne Abschirmung der Differenzeffekt direkt beobachtet wird.

V. F. Hess.

Axel Corlin. The Variations with sidereal time in the intensity of highly penetrating Cosmic Radiation. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (B) 21, Nr. 1, 5 S., 1929, Heft 2. Nimmt man an, daß Höhenstrahlung von den *Md*-Sternen ausgeht, so wird sie bereits durch Comptonprozesse an der sie umgebenden Materie weicher werden als solche, die aus dem interstellaren Raume stammen. Nur diese weiche Komponente kann Sternzeitperiode entsprechend der Wirkung der *Md*-Sterne aufweisen. Man muß daher die Beobachtungen so einrichten, daß die weiche Komponente möglichst zur Geltung kommt. So erklärt sich, daß Messungen mit oben offenem Panzer Sternzeitperiode ergeben, vollständig gepanzerte Ionisationsgefäße dagegen nicht. Bei den Registrierungen von Hoffmann und Lindholm auf Muottas Muragl (2500 m) mit oben offenem Panzer zeigen die Beobachtungen von Januar und März Sternzeitperiode mit Ausnahme der Stunden 20 bis 5 Uhr Sternzeit, die außerordentlich hohe Intensität haben.

Kolhörster.

P. L. Mercanton. Observations faites à bord du „Pourquoi-Pas?“ au pycnosondeur de La Cour et Schou (été 1929). C. R. 189, 1291–1293, 1929, Nr. 27. Ein von La Cour und Schou erfundener Apparat zur Erforschung der Dichteverteilung in den oberflächlichen Meeresschichten (bis etwa 50 m) wird vom Verf. speziell angewandt zu Untersuchungen der Dichte im Treibeis und in Fjorden. Angenähert kann man mit der gleichen Methode auch die Temperatur und damit den Salzgehalt finden, so daß man sehr schnell, in einigen Minuten, einen Überblick über den Aufbau der obersten Wasserschichten bekommt. Im Treibeis wurden zwei Sondierungen vorgenommen. Ihre in einigen Sekunden erhaltenen Ergebnisse stimmen mit den früheren, auf viel umständlicherem Wege erhaltenen überein. Möglicherweise kann der Pyknosondeur bei genügender Anzahl der Messungen im Nebel die Nähe von Eisbergen anzeigen. Weitere Messungen an zwei Stationen im Eyjafjordur (Nordisland) ergaben bei Flut ein starkes Zunehmen der Dichte mit der Tiefe zwischen 0,5 und 1,5 m, das sich ziemlich schnell verlangsamt zwischen 3 und 4 m. Bei Ebbe drängen sich die Isopyknen zwischen 3 und 4 m zusammen und haben ein Maximum ihrer Entfernung zwischen 5 und 7,5 m. Das mittlere Niveau einer bestimmten Isopykne steigt und fällt mit dem Meere.

Haurwitz.

R. Joscheck. Registrierung von atmosphärischen Störungen. Elektr. Nachr.-Techn. 6, 341–349, 1929, Nr. 9. Im physikalischen Institut zu Halle hat man vor und nach dem Kriege atmosphärische Störungen studiert. Man

hat die Störungen mit einem Oszillographen registriert, aber auch nach dem Gehör beurteilt. Die Registrierung gibt Aufschluß über Form, Zeitdauer und Intensität der Störungen. Die durchschnittliche Dauer der aperiodisch-positiven Störungen gleicht der der periodisch-negativen Störungen. Die mittlere Stör-amplitude der aperiodisch-positiven Störungen ist der der periodisch-positiven gleich. Oft wird die Störung von einer Störung viel höherer Frequenz überlagert, was immer zurückzuführen war auf die Benutzung einer Erdung statt eines Gegengewichts. Auch in der Bergakademie zu Clausthal vorgenommene Messungen zeigten gleiche Form, Dauer und akustischen Eindruck. Die zahlenmäßige Verteilung und die Amplituden der Störungsarten waren aber in Halle und Clausthal ungleich. Der Verf. führt das auf Einflüsse der verschiedenen atmosphärischen Zustände zurück. Der Artikel enthält 12 Oszillogramme.

Nordlohne.

H. Thomas. Untersuchungen über kurzperiodische Druckwellen und die physikalischen Bedingungen für ihr Auftreten. Meteorol. ZS. **46**, 369—380, 1929, Nr. 10. Verf. untersucht an Hand von Beobachtungsmaterial von der ganzen Nordhalbkugel der Erde während einer Periode von 15 Tagen (5. bis 19. Januar 1928) den Verlauf der Änderung des Luftdruckes, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Wellenlänge und Periode der einzelnen festzustellenden Luftdruckwellen. Es wird festgestellt, daß die Wellen mit einer Periode von drei Tagen die größten Gesetzmäßigkeiten zeigen und sich mit größerer Geschwindigkeit, als dem Gradienten entspricht, bewegen. Die Notwendigkeit eines annähernd stabil stationären Bewegungszustandes nach Helmholtz für das Zustandekommen einer regelmäßigen Druckwellentätigkeit wird betont und der Zusammenhang der dreitägig periodischen Wellen mit Warm- und Kaltluftgebieten festgestellt. Weiter wird erläutert, daß Wellen in höheren Schichten (Substratosphäre und Stratosphäre), von den Vorgängen in unteren Schichten angeregt, fortbestehen können, wenn die Bedingungen für letztere fortgefallen sind, und daß dann diese Wellen in höheren Schichten wieder nach unten wirksam werden können.

K. Keil.

P. Raethjen. Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. IV. Teil. Meteorol. ZS. **46**, 421—435, 1929, Nr. 11. Aus dem im dritten Teil aufgestellten Differentialausdruck werden die Differentialgleichungen für das Stromlinienbild aufgestellt und einige Vereinfachungen durchgeführt. Bei sehr starkem Austausch und verschwindendem vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur erhält man die Laplacesche Gleichung, für die zwei Lösungen (Strömung über einem Berghang zwischen Tiefland und Hochebene, Strömung über ein symmetrisches Bergprofil) und eine experimentelle Bestimmung des Potentialstromfeldes angegeben werden. Bei schwachem Austausch bzw. großem potentiellen Temperaturgradienten werden periodische Stromfelder angegeben, und zwar mit vertikal gleichbleibender, periodisch sich ändernder oder abklingender Amplitude.

F. Möller.

Franz Baur. Der gegenwärtige Stand der meteorologischen Korrelationsforschung. ZS. f. Geophys. **5**, 391—399, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Meteorol. Ges. Dresden Oktober 1929.) Der Bericht beschränkt sich auf die Untersuchungen über die Korrelationen zwischen Witterungsscheinungen im großen. Diese lassen sich in zwei Gruppen teilen: 1. in Untersuchungen über gleichzeitige Witterungsanomalien in verschiedenen Gebieten; 2. in Untersuchungen über Zusammenhänge von Witterungsanomalien mit zeitlich vorausgehenden oder nachfolgenden des gleichen Gebiets oder verschiedener Gebiete.

Es zeigte sich, daß die Schwankungen der einzelnen Teilzirkulationen, aus denen die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre zusammengesetzt ist, nicht einheitlich erfolgen, und daß bisher kein nennenswerter Zusammenhang zwischen kosmischen Erscheinungen und irdischer Witterung nachweisbar ist. Offenbar sind also die den einzelnen Strömungssystemen innerwohnenden Gesetze und die zwischen zeitlich aufeinanderfolgenden Witterungsanomalien bestehenden Zusammenhänge von ausschlaggebender Bedeutung. Auch zur Untersuchung dieser letzteren ist die Korrelationsrechnung das geeignete Hilfsmittel. Es ist aber als notwendige Bedingung dafür, daß die ermittelte Beziehungsgleichung für Vorhersagezwecke verwendbar sei, zu fordern, daß der Korrelationskoeffizient mindestens den Betrag 0,71 erreiche. Außerdem ist auch Stabilität und Echtheit der Korrelationen zu untersuchen, um rein „symptomatische“ auszuschalten. Die bisher gewonnenen Ergebnisse eigener Arbeiten des Verf. über Korrelationen zwischen Luftdruck im Mittelmeridian eines Zirkulationsstreifens in Abhängigkeit von der vorigen zonalen Druck- und Temperaturverteilung im Nordatlantik beweisen die hervorragende Bedeutung der Witterungsvorgeschichte. Haurwitz.

R. Mügge. Fortschritte in der Deutung der Wettervorgänge und die Grenzen der Voraussage. Naturwissensch. 17, 952–958, 1929, Nr. 49. Nach einigen einleitenden Ausführungen über die Asymmetrie der Zyklonen und Antizyklen bezüglich der Bewölkung und der Niederschläge setzt Mügge diese in Beziehung zur Druckänderung. Durch längere Erfahrung ist er nämlich zur Einteilung der Witterungsvorgänge zu zwei Typen gekommen, die sehr charakteristisch und prognostisch bedeutsam sind. Der erste dieser beiden ist der Polartyp. Er ist ausgezeichnet durch trübes regnerisches Wetter bei fallendem Druck und Aufklaren bei steigendem. Es ist der Typus des Energieverbrauchs. Der zweite bringt bei steigendem Druck Niederschläge und bei fallendem heiteres Wetter. Dies ist der subtropische Typ. In ihm wird Energie gespeichert. Die Typen werden bedingt durch die Vorgänge in den oberen Schichten der Troposphäre bis in die Stratosphäre hinein, die Typengrenze steht mit der Äquatorfront nach Schmauss in Zusammenhang. Auch die Erfahrungen von Schmauss bezüglich der kohärenten und inkohärenten Hoch- und Tiefdruckgebiete bestätigen Müggles Ansichten. Die einzelnen Phasen des Typs sind Folgen der Vorgänge in den mittleren Schichten unter 5 km, also der Vorgänge, die von der norwegischen Schule in der „Polarfronttheorie“ beschrieben werden, und zwar wird dort im wesentlichen der polare Typ behandelt. Zum Schluß erörtert Mügge noch den Einfluß der Erdoberfläche auf den Ablauf der Witterungsvorgänge, die die Prognose besonders schwierig gestalten, da sie starke Umbildungen bezüglich der Fronten und Luftkörper hervorrufen. Stüve.

A. Wagner. Zur Frage der Schwankungen der allgemeinen Zirkulation. ZS. f. Geophys. 5, 399–404, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Meteorol. Ges. Dresden Oktober 1929.) Zwischen den einzelnen Zirkulationssystemen können Energiependelungen schon bei konstantem Gesamtenergiebetrag auftreten (direkt oder durch Meereströmungen übertragen). Schwankungen der Gesamtzirkulationsenergie können ebenso durch Änderungen des gesamten Energieumsatzes der Erde (Zustrahlung oder veränderte Ausstrahlung) oder durch veränderten Energieverbrauch an anderen Stellen, z. B. in der Hydrosphäre, verursacht sein. Die Untersuchungen der Schwankungen von Dezennienmitteln lassen sich verfeinern durch Trennung nach Jahreszeiten, wodurch z. B. bei der nördlichen Landhalbkugel eine stärkere Reaktionsfähigkeit auf Zirkulations-

schwankungen aufgedeckt wird, als bei der Südhalbkugel; entsprechend sind die Anzeichen im Winter deutlicher als im Sommer, in welchem die lokalere Wechselwirkung zwischen Land und Meer sich vordrängt.

F. Möller.

A. Wigand. Das atmosphärische Aerosol. Naturwissensch. 18, 31—33, 1930, Nr. 2. Es wird im Sinne des Buches von A. Schmauss und A. Wigand, Die Atmosphäre als Kolloid, Braunschweig 1929, ausgeführt, wie man durch die Betrachtung der Atmosphäre als Aerosol zu neuen Aufschlüssen über die Kondensation und Niederschlagsbildung gekommen ist und durch das Studium des elektrischen und optischen Verhaltens des atmosphärischen Aerosols bereits eine quantitative und theoretische Fundamentierung der Kolloidmeteorologie besitzt.

Wigand.

L. Weickmann. Das Wellenproblem der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 44, 241—253, 1927, Nr. 7.

H. Ebert.

Wilhelm Schmidt. Die Struktur des Windes. (1. Mitteilung.) Wiener Ber. 138 [2a], 85—116, 1929, Nr. 3/4. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1929, S. 72, Nr. 9; vgl. diese Ber. 10, 1328, 1929.

Scheel.

Wilhelm Schmidt. Neue Ergebnisse über die Struktur des Windes. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 4, 376—380, 1928, Nr. 7/8. Beobachtungen der Feinstruktur des Windes können mit den gängigen Anemometertypen nicht durchgeführt werden, da diese entweder infolge ihrer Trägheit integrierend wirken oder dadurch, daß die Apparatausschläge sich in keinem gut definierbaren funktionellen Verhältnis zur Windgeschwindigkeit befinden (z. B. feste Platten). Als Indikatoren wurden bifilar aufgehängte, mit Tüll überspannte Drahtringe verwendet, die eine sehr kleine Trägheit und rasche Einstellung bei nahe aperiodischer Dämpfung besitzen. Der Winkel, den das Scheibenpendel mit der Senkrechten bildet, läßt auf Grund einer Eichungskurve die momentane Windgeschwindigkeit erschließen. Es wurde eine Reihe solcher Pendel an einem Mast übereinander befestigt und das ganze System in Zeitabständen von $\frac{1}{7}$ Sekunde photographiert. Später wurden die Pendel in einem Rahmen zweidimensional montiert. Es ergaben sich aus der mühevollen Auswertung dieser Kinematogramme sehr wertvolle Aufschlüsse über die Struktur des Windes. Conrad-Wien.

A. Wagner. Zur Theorie der Häufigkeitsverteilung von Fehlern in der Ebene mit besonderer Berücksichtigung der Windvektoren. ZS. f. Geophys. 5, 366—371, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Geophys. Ges. Dresden Oktober 1929.) Es werden Formeln für die Häufigkeitsverteilung ebener Vektoren abgeleitet, und zwar sowohl für die Beträge der Vektoren ohne Berücksichtigung der Richtung, wie für die Richtung ohne Beachtung der Beträge. Die Formeln werden mit beobachteten Häufigkeitsverteilungen momentaner Windstärken und stündlicher Windstärken und -richtungen verglichen. Bei den Windstärken ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung befriedigend, bei den Windrichtungen nicht, was aber auf die komplizierte orographische Lage der Beobachtungsstation zurückzuführen ist (Wien). Im Anschluß an die Verteilungsfunktion der Windstärke wird eine Definition des Böigkeitsfaktors gegeben.

Haurwitz.

E. Kuhlbrodt. Das Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean nach den Höhenwindmessungen der Meteor-

expedition. ZS. f. Geophys. 4, 385—386, 1928, Nr. 7/8. Die über zwei Jahre dauernde Forschungsfahrt der „Meteor“ erlaubte eine systematische Sondierung der Atmosphäre über dem Atlantik zwischen 20° N und 60° S. Allein zwischen 20° N und 20° S wurden 500 Ballonaufstiege mit einer mittleren Höhe von 8000 m und Maximis zwischen 18 bis 21 km ausgeführt. Strömungskarten konnten für die Niveaus 0,5, 5, 10 und 15 km entworfen werden. Im Gegensatz zu der allgemeinen Meinung ist mit Ausnahme der untersten seichten Passatschicht die meridionale Strömung recht schwach ausgeprägt und unregelmäßig. Die tropische Hauptströmung erfolgt längs der Breitenkreise und zeigt eine einfache und gesetzmäßige Schichtung. „Über dem ganzen tropischen Gebiet liegt ein Luftkörper mit mäßig starker Bewegung von Ost nach West; er steigt von den subtropischen Breiten an und wölbt sich über dem Äquatorialgebiet hoch hinauf bis über 10 km und darüber.“ Die Passate erscheinen als unterste Schicht dieses „Urpassats“ und haben eine Mächtigkeit von etwa 1500 m. Über dem Äquatorialgebiet herrscht im Körper des Urpassats die südöstliche Richtung vor. Lufttransport über den Äquator von der Süd- nach der Nordhalbkugel. Über dem Urpassat findet sich eine Luftsicht mit West-Ost-Strömung. Im 15 km-Niveau überwiegt eine Nordwestströmung. Lufttransport von der nördlichen zur südlichen Halbkugel. Die Antipassate gehören dieser hohen Schicht an. Diese hohe Westwindschicht stellt eine „selbständige fundamentale Strömung“ dar und ist unabhängig vom tropischen Kreislauf. Die obere Grenze der Westwindschicht liegt bei 16,5 bis 17 km. Darauf treten östliche Strömungen auf. Die Stratosphärengrenze fällt mit der unteren Grenze der Ostströmung zusammen (Tropen).

Conrad-Wien.

W. Smolarski. Versuch einer Theorie der periodischen Temperaturänderungen an der Erdoberfläche. S.-A. Gerlands Beitr. z. Geophys. 22, 400—409, 1929, Nr. 4. Der Verf. macht den Versuch, den täglichen und jährlichen Gang der Temperatur an einem Orte durch eine einfache Differentialgleichung darzustellen. Die Lösung der Gleichung führt zu einigen allgemeinen Schlüssen, durch die einige Eigentümlichkeiten des Temperaturganges in einfacher Weise erklärt werden können.

Conrad-Wien.

Felix M. Exner. Gravitationswellen in der Atmosphäre. Wiener Ber. 138 [2a], 223—244, 1929, Nr. 3/4. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1929, S. 91, Nr. 11; vgl. diese Ber. 10, 1675, 1929.

Scheel.

Y. Rocard. Chute d'un gaz lourd dans un gaz léger, Stabilité de l'ozone dans la haute atmosphère. C. R. 188, 1336—1338, 1929, Nr. 21. Nach den experimentellen Untersuchungen (Cabannes, Dufay u. a.) kann man bekanntlich eine atmosphärische Ozonschicht in etwa 50 km Höhe annehmen. Sieht man von einer Varianz der Entstehungs- und Zerfallsbedingungen ab, so wird das Ozon infolge seines größeren spezifischen Gewichtes absinken, um dem Endzustand des Diffusionsgleichgewichtes zuzustreben. Y. Rocard berechnet auf Grund einer früheren Arbeit (Ann. de phys. 8, 1—120, 1927) auf molekular-kinetischem Wege das Abfallen einer konstant gedachten O₃-Masse und kommt zu dem Ergebnis, daß es unbedeutlich sei (in H₂-Atmosphäre 17 m, in N₂-Atmosphäre 22 m pro Tag).

K. Feussner.

J. Georgi. Ergebnisse von Pilotaufstiegen im Gebiete von Island. ZS. f. Geophys. 4, 352—361, 1928, Nr. 7/8. Pilotierungen in Nordisland ergaben „Polarluftausflüsse“ von einer ungeahnten Mächtigkeit. Die Lufttransporte

nach Süden können bis 15 km hinaufreichen. Auch die gemessenen Geschwindigkeiten sind ausnehmend groß. In der Wetterkarte kommen auf Grund der Bodenwerte diese Verhältnisse nicht zum Ausdruck. Trotzdem muß man meinen, daß sie für die Ausbildung des Windsystems auf dem Atlantik von großer Bedeutung sind.

Conrad-Wien.

K. R. Ramanathan. Distribution of Potential Temperature in the First 25 Kilometres over the Northern Hemisphere. Nature 124, 509–510, 1929, Nr. 3127. Der Verf. gibt ein Diagramm, in dem Linien gleicher potentieller Temperatur im Meridianschnitt durch die Atmosphäre für die nördliche Halbkugel eingezeichnet sind, und zwar für Sommer und Winter. In einem zweiten Diagramm sind die jährlichen Änderungen der potentiellen Temperatur mit der Höhe abgebildet. Beziehungen dieser Darstellungen zur allgemeinen Zirkulation und zu den tropischen Stürmen werden erwähnt.

Conrad-Wien.

S. Rosseland. Ozone Absorption during Long Arctic Night. Nature 123, 761, 1929, Nr. 3107. Der Verf. wendet sich gegen den Einwurf von Prof. Wood, daß die im Titel angegebenen Beobachtungen durch direktes Sonnenlicht um die Mittagszeit als gestört zu betrachten sind. Als Gegengrund wird vor allem angeführt, daß eventuelles direktes Sonnenlicht bei streifendem Einfall die ganze Atmosphäre durchsetzen müßte. Überdies handelte es sich bei Benutzung einer sehr rohen Versuchsanordnung nur um provisorische Resultate, so daß die Beobachtungen im nächsten Winter mit einem guten Instrumentarium wiederholt werden sollen.

Conrad-Wien.

J. Dufay. La brillance du ciel nocturne et ses variations. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 390–408, 1928, Nr. 12. Es werden visuelle und photographische Methoden angegeben, die auf einem Vergleich der Helligkeit des Nachthimmels mit der der Sterne beruhen. Die Helligkeit des zenitalen Himmels- teiles wurde zu Montpellier und in der Haut-Provence in 120 Nächten gemessen. Annäherungsweise wurden auch Bestimmungen der Helligkeitsverteilung bei Nacht über das Himmelsgewölbe vorgenommen. Die Himmelshelligkeit ist relativ unempfindlich gegen Änderungen in der Durchlässigkeit der Atmosphäre. Die Helligkeit variiert nur wenig von einer Nacht zur anderen, scheint aber einer jahreszeitlichen Schwankung mit einem Minimum gegen das Wintersolstitium herum unterworfen zu sein. Von 1925 bis 1926 scheint eine wesentliche Steigerung der Helligkeit Platz gegriffen zu haben. Diese kleinen Schwankungen ähneln denen, die Lord Rayleigh in England mittels eines den grünen Nordlichtstrahl herauschneidenden Filters beobachtet hat. Dagegen beobachtet Rayleigh im Gesamtlicht bzw. mit verschieden gefärbten Filtern starke Schwankungen, die im Verhältnis 1 : 3, sogar 4 stehen. Derartige Schwankungen konnten im Süden von Frankreich weder visuell (Gesamtlicht) noch photographisch konstatiert werden. Es ergibt sich noch das weitere Resultat, daß das Licht der schwachen Sterne oberhalb der Dunstschichten der Atmosphäre ungefähr drei Zehntel der beobachteten Himmelshelligkeit erzeugen würde.

Conrad-Wien.

Paul Duckert. Zur Erforschung der höheren Atmosphärenschichten. ZS. f. Geophys. 5, 377–384, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Meteorol. Ges. Dresden Oktober 1929.) Referat über Arbeiten betreffend anomaler Schallausbreitung und Ozon. Die Annahme des Verf., daß an der Stratosphärengrenze eine zweite Ozonhäufungsstelle ist, läßt sich durch Beobachtungen bei der Verfolgung von Registrierballonen mit dem Entfernungsmesser stützen. Die Zeit-Höhenkurve

erfährt gegenüber der aus der Registrierung gewonnenen eine Parallelverschiebung, welche sich durch die Annahme eines optisch dichteren Mediums (Ozon) in einer Schicht erklären ließe. Die Höhe der oberen Ozonschicht würde dadurch herabgedrückt in die durch Schallbeobachtungen geforderte Höhe hoher Temperaturen.

F. Möller.

Geert Roediger. Der europäische Monsun. Eine synoptische Darstellung seiner Erscheinungsformen, seines Verlaufs und seiner Ursachen. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 4, 119—179, 1929, Nr. 3. Die vorliegende Arbeit stellt eine erfreuliche Bereicherung der klimatologischen Literatur dar. Unter Benutzung eines umfangreichen Materials langjähriger Beobachtungsreihen der verschiedenen meteorologischen Elemente, sowie Berücksichtigung der wichtigsten älteren Publikationen über dieses Thema untersucht der Verf. die Erscheinungsformen der europäischen Jahreszeitenwinde. Sommer- und Wintermonsun können nachgewiesen werden. Ersterer lässt sich in drei Stadien einteilen: 1. Monsunvorläufer (Kälteeinbrüche des Mai, die „Eisheiligen“); 2. Monsuneinbruch (Temperaturrückgang der ersten Junihälfte) mit vorwiegenden Strömungen polaren Ursprungs; 3. Monsundurchbruch um den 15. Juni, bei dem feuchte Luftmassen äquatorialen Ursprungs gegen den Kontinent vordringen (Sommerregen, Bevölkerungsmaximum). Das Hauptphänomen des Wintermonsuns ist die Ausbildung der kontinentalen Antizyklone in der zweiten Septemberhälfte, die uns den „Altweibersommer“ bringt. Doch ist der europäische Monsun eine recht unregelmäßige Erscheinung, ein Wetterfaktor zweiter Ordnung. M. Toperczer-Wien.

Richard Schröder. Die Regeneration einer Zyklone über Nord- und Ostsee. (Analyse der Wetterepoche 29. September bis 3. Oktober 1912.) Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 4, 49—117, 1929, Nr. 2. Die vorliegende Arbeit behandelt den Fall des plötzlichen Wiederauflebens einer bereits okkludierten Zyklone. Die Analyse der sehr detaillierten Wetterkarten, die auf Grund der Terminbeobachtungen von über 1000 Stationen gezeichnet wurden, erfolgt nach den Methoden der Bergener Schule. Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen, daß die Regeneration der Zyklone erst nach Einbeziehung neuer Polarluftmassen in das betrachtete System erfolgte. Die Regeneration ist also in diesem Falle ein „thermischer“ Effekt, es wird ein neuer Vorrat potentieller Energie geschaffen. Zum Schluß der Arbeit wird nach dem Vorgang von Margules die Energiebilanz des Systems gebildet und unter sehr plausibeln, durch aerologische Beobachtungen gestützten Annahmen nachgewiesen, daß durch die Zufuhr der kalten Luftmassen der beobachtete Energiezuwachs der Zyklone gerade auch quantitativ erklärt werden kann. Damit wird die zeitliche Aufeinanderfolge auch als Kausalzusammenhang verifiziert. M. Toperczer-Wien.

E. H. Gowan. Low Frequency Sound Waves and the Upper Atmosphere. Nature 124, 452—454, 1929, Nr. 3125. Verf. gibt eine kurze Übersicht über in Deutschland ausgeführte Untersuchungen der Schallausbreitung in der Atmosphäre. Das Thermophon und die Rayleighsche Scheibe als Nachweismittel für niederfrequente Schallwellen werden kurz beschrieben. Im übrigen werden die Resultate des von O. Meisser (diese Ber. 10, 1675, 1929) schon besprochenen Vortrags wiedergegeben und diskutiert. Cario.

Fritz Albrecht. Die Messung und Registrierung der Strahlungsdifferenz Ausstrahlung—Einstrahlung mit einem Effektivpyranometer. Meteorol. ZS. 45, 465—473, 1928, Nr. 12. Der Autor gibt folgende Zusammenfassung: „Es wird ein Instrument beschrieben, das zur Messung der

Strahlungsdifferenz der Ausstrahlung vom Erdboden zum Himmelsgewölbe und der kurzwelligen Himmelsstrahlung gebaut wurde. Das Instrument kann als absolut arbeitendes Meßgerät bezeichnet werden. Es wird eine Theorie entwickelt, und die bisher erhaltenen Vergleiche mit anderen Meßgeräten werden besprochen.“ Es mag noch hinzugefügt werden, daß sich die Vergleiche auf das Pyranometer wie das Pyrgeometer bezogen und eine sehr gute Übereinstimmung zeigen. Das neue Instrument ist bei Wind den früheren überlegen. *Conrad-Wien.*

W. Mörikofer. Die Intensität der Sonnenstrahlung in verschiedenen Spektralbereichen in Davos. Festscr. d. 110. Jahresvers. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. Davos 1929, S. 33—64. Die Gesamtstrahlung wird gefiltert durch ein Rotfilter Schott RG 2 und ein Gelbfilter Schott OG 1. Das Rotfilter ist durchlässig bis 650 m μ , das Gelbfilter bis 530 m μ , beide vom langwelligen Ende des Spektrums an gerechnet. Durch Kombination und Differenzbildung zwischen den gemessenen Intensitäten der Totalstrahlung und der mit je einem der beiden Filter ausgeblendeten Strahlung erhält man eine Dreiteilung des gesamten Spektralbereichs der Sonne. R = von den langen Wellen her bis 650 m μ (Rot und Ultrarot); $G-R$ (Gelbfilter—Rotfilter) = 530 bis 650 m μ (Gelb und Grün); $T-G$ (Totalstrahlung—Gelbfilter) = von den kurzen Wellen bis 530 m μ (Blau und Violett). Die Teilung ist insofern eine sehr glückliche, als R der Wärmestrahlung entspricht, $T-G$ der Bereich photochemischer und aktinischer Wirkungen ist und $G-R$ das Helligkeitsgebiet umschließt, in dem die maximale Empfindlichkeit des menschlichen Auges liegt. Es werden fortlaufende Beobachtungen aus der Periode Juni 1928 bis Mai 1929 bearbeitet und in verschiedenen Tabellen getrennt nach Vor- und Nachmittagsstunden und nach den oben angegebenen Spektralbereichen veröffentlicht. Als Transmissionskoeffizienten ergaben sich für Rot + Ultrarot 0,93, Gelb + Grün 0,86, Blau + Violett 0,75. Die Durchlässigkeit für langwellige Strahlung erreicht im Winter und besonders im Frühjahr ihr Maximum. Der Verf. legt auf diesen Umstand besonderes Gewicht, um damit zu zeigen, daß die Luft des Hochgebirges auch im Frühjahr als trocken bezeichnet werden muß. Eine Untersuchung der Abhängigkeit der Transmissionskoeffizienten von der Wetterlage ist in Aussicht genommen. *Conrad-Wien.*

P. A. Galbas und W. Marten. Absolute Sonnenstrahlungsmessungen in der freien Atmosphäre im Flugzeug. ZS. f. Geophys. 5, 322, 1929, Nr. 7. (Vortrag Tag. D. Meteorol. Ges. Dresden 1929.) Die Verff. berichten über die Verwendung eines Bimetallaktinometers, das in einem Flugzeug kardanisch aufgehängt wurde. Fälschung durch den Flugwind wurde durch Einbauen eines Quarzfensters verhindert. *R. Mügge.*

Henri Mémery. Le Soleil et l'atmosphère. C. R. 185, 182—183, 1927, Nr. 3. *H. Ebert.*

R. Süring. Ergebnisse und Aufgaben der meteorologischen Strahlungsmessungen. ZS. f. Geophys. 4, 387—394, 1928, Nr. 7, 8.

Rupert Holzapfel. Ergebnisse von Strahlungs- und Polarisationsmessungen auf dem Hochobir im Sommer 1927. Wiener Ber. 138 [2a], 1—16, 1929, Nr. 1/2. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1929, S. 1, Nr. 1; vgl. diese Ber. 10, 1335, 1929. *Scheel.*

E. Alt. Der Stand des meteorologischen Strahlungsproblems. ZS. f. Geophys. 5, 385—391, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Meteorol. Ges. Dresden Oktober 1929.) An die Spitze dieses auf der Dresdener Tagung gehaltenen Referats

stellt Alt eine sehr übersichtliche schematische Bilanz der gesamten atmosphärischen Strahlung, welche die direkte, diffuse und die reflektierte Sonnenstrahlung, ferner die langwellige Strahlung und die bei der Kondensation und der Verdampfung auftretenden Energien berücksichtigt. Das allgemeine Strahlungsproblem, das die geographische Verteilung der einzelnen Strahlungsströme und ihre physikalische Begründung geben soll, erfordert vor allem die Errichtung eines Netzes systematisch verteilter und mit einheitlicher Apparatur messender Stationen. Über die Technik der zu Strahlungsmessungen benutzten Instrumente gibt Alt eine ausführliche kritische Übersicht. Es werden dann die Extinktion der Sonnenstrahlung und besonders die Vorgänge am kurzwelligen Ende des Sonnenspektrums (Ozonfrage) erörtert und zum Schluß die etwaige Schwächung der Strahlung durch den Strahlungsdruck und die Konstanz der Solarkonstante zur Diskussion gestellt.

R. Mügge.

J. C. Boerema and M. P. Vrij. The ultraviolet radiation in tropical sunlight. Proc. Amsterdam **82**, 435—439, 1929, Nr. 4. Die Verff. haben die weitverbreitete Meinung, das tropische Sonnenlicht sei besonders arm an ultravioletter Strahlung, durch Messungen in Batavia geprüft. Mit Hilfe eines Quarzspektrographen wurde das Sonnenspektrum photographiert und die Aufnahmen dann mit einem Mollschen Photometer ausgewertet. Es ergab sich in den Monaten August bis Oktober 1928 eine Ausdehnung des Spektrums bis 2954 Å und mehr, und zwar während mindestens 4 Tagesstunden. Wegen der Absorption durch die Ozonschicht sind die wirklichen Intensitätsverhältnisse nicht angebar, doch lassen sich Vergleiche ziehen mit Messungen des Ultravioletts an anderen Orten. Nach Dornos Messungen in der reinen Luft zu Davos ist dort das Ultraviolett in den verhältnismäßig günstigsten Monaten (April bis September) nur bis zur Wellenlänge 2969 beobachtet und nur eine Stunde lang am Tage. Dobson und Harrison kamen in der Ebene bis 2988 Å, obwohl sie durch die Verwendung von Filtern an sich kürzere Wellenlängen messen konnten. Die Messungen von Fabry und Buisson, die mit mehrfachen Filtern und ungleicher Exposition gearbeitet haben, können schwer zu einem Vergleich herangeholt werden. Die Verff. glauben sich aber zu dem Schluß berechtigt, daß in den Tropen viel Ultraviolett im Sonnenlicht enthalten ist. Die Resultate aus verschiedenen Höhen zeigen nur sehr geringen Unterschied. Zum Schluß werden einige Angaben über den Zusammenhang mit der totalen Sonnenstrahlung und der Trockenheit der Luft gemacht.

R. Mügge.

N. Kalitin. Sur la variation de l'intensité totale de la radiation solaire pendant l'éclipse du soleil du 29 juin 1927. C. R. Leningrad (A) 1928, S. 61—64, Nr. 4. Die vom geophysikalischen Zentralobservatorium in Leningrad ausgehende Expedition hat in der Nähe von Malmbergen unter 67° Breite und in etwa 500 m Höhe Messungen der Sonnenstrahlung während der Finsternis vorgenommen. Hierbei wurde ein besonders empfindliches photoelektrisch registrierendes Aktinometer verwandt, dessen sehr geringe Einstellungsduer (3 bis 4 Sekunden) bei den raschen Schwankungen der Intensität besonders geeignet war. Trotz der im Verlauf der Verfinsternung eintretenden Bewölkung war es dadurch möglich, eine fortlaufende Kurve der Strahlungswerte zu konstruieren, deren Meßpunkte mit den Ablesungen an einem Pyrheliometer nach Ångström und ebenso nach Linke verglichen wurden. Für die erste Phase der Verfinsternung (erste Berührung bis volle Bedeckung der Sonne) werden für zehn äquidistante Zeitintervalle die Strahlungswerte in Teilen der Gesamtstrahlung mitgeteilt, und diese Zahlwerte, korrigiert nach dem täglichen Gang, mit theoretisch

berechneten Werten der Teilstrahlung verglichen. Für diese Berechnung wird das von Forst angegebene Verteilungsgesetz der Strahlung angenommen. Die so berechneten Werte der Strahlung einer teilweise bedeckten Sonne weichen von den gemessenen bis zu 3% ab. Der Verf. hält es für möglich, daß die während der Verfinsterung zunehmende Lufttrübung (Vorkondensation) für diese Abweichungen verantwortlich zu machen ist.

Mügge.

W. J. Humphreys. The falling of the dew. Science (N. S.) **70**, 537, 1929, Nr. 1822. Es dreht sich um die Berechtigung der poetischen Ausdrucksweise: Der Tau fällt (Debatte in Nature). Tau — als Molekularbewegung — kann fallen, steigen oder seitwärts gerichtet sein.

F. Möller.

G. I. Pokrowski. Über die Helligkeitsverteilung am Himmel. Phys. ZS. **30**, 697–700, 1929, Nr. 20. Von früheren Arbeiten ausgehend, ist es dem Verf. gelungen, in allgemeiner Form einen Ausdruck abzuleiten, der die Helligkeit eines gegebenen Punktes des blauen Himmels als Funktion der Winkelhöhe über dem Horizont und der Winkeldistanz dieses Punktes von der Sonne angibt. Mit dieser Formel werden weiterhin die Isophoten auf dem Himmel berechnet. Ein Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Isophoten zeigt, daß im ganzen die Theorie mit dem Experiment gut übereinstimmt.

Stuart.

J. J. Tichanowsky. Zur Theorie der Himmelsspolarisation. Meteorol. ZS. **46**, 439–440, 1929, Nr. 11. Hier wird meines Wissens zum erstenmal der Versuch gemacht, den Fehler abzuschätzen, welcher dadurch entsteht, daß man bei Bestimmung der Polarisationsgröße (P) des Mittelpunktes des Gesichtsfeldes im Grunde genommen das P für das Lichtbündel bestimmt, welches das Gesichtsfeld des Polarimeters bildet. Zur Berücksichtigung der Erstreckung des Gesichtsfeldes stellt Verf. ein Integral auf, wobei er findet, daß bei Nichtberücksichtigung des in Frage stehenden Fehlers in einem Abstand von 90° von der Sonne innerhalb des Sonnenvertikals bei Verwendung des Martensschen Polarimeters die wirklichen P -Werte die gemessenen um einige Promille überragen. So erscheint es in der Tat möglich, daß die Berücksichtigung dieser Fehlerquelle von einer gewissen Bedeutung sein könnte bei der Bestimmung des Ganges der Zenitpolarisation für den Fall, daß die Sonne in unmittelbarer Nähe des Horizontes (am Horizont bzw. wenige Grade darunter) steht.

Chr. Jensen.

Lord Rayleigh. Normal Atmospheric Dispersion as the Cause of the „Green Flash“ at Sunset, with Illustrative Experiments. Proc. Roy. Soc. London (A) **126**, 311–318, 1930, Nr. 801. Das „green flash“-Phänomen, eine Erscheinung, die öfter beobachtet wird und darin besteht, daß bei Sonnenuntergang für die letzten 2 bis 3 Sekunden der gerade unter dem Horizont verschwindende obere Rand der Sonne grün erscheint, kann nach den Ausführungen des Verf. hinreichend erklärt werden auf Grund der gewöhnlichen Dispersion der Atmosphäre in der Nähe des Horizontes. Die Erscheinung läßt sich im Laboratoriumsversuch nachahmen mit Hilfe eines Prismas gleicher Dispersion und ohne Zuhilfenahme von Linsen.

K. L. Wolf.

C. J. P. Cave. The Green Flash. Nature **123**, 607, 1929, Nr. 3103. Es werden weitere Beobachtungen über den „Grünen Schein“ in den St. Vincent-Bergen, Barbados, mitgeteilt, die für eine physikalische und nicht physiologische Deutung des Phänomens zu sprechen scheinen.

Sewig.

Jean Lugeon. La nouvelle méthode de sondage électromagnétique vertical et quasi-horizontal de l'atmosphère. Arch. sc. phys. et nat. (5) 11, 239—259, 1929, September/Oktober. Der Verf. beschreibt die Ergebnisse seiner Beobachtungen über die Abhängigkeit der Zahl der atmosphärischen Störungen von der Sonnenhöhe, deutet darauf hin, daß bestimmte Schichten besonders stark ionisiert werden und daß derartige Schichten besondere Erscheinungen (Minima und Maxima) in der Kurve der Störungszahl hervorgerufen, die man mit geeigneten, bereits früher beschriebenen Apparaten registrieren kann. Die Versuche, die weiter fortgesetzt werden, bieten ein Mittel für die Bestimmung z. B. auch der Temperaturverteilung in ganz großen Höhen, wie sie in den letzten Jahren durch Schalluntersuchungen oder auf dem Wege über Strahlungsmessungen in Angriff genommen worden ist. Vergleiche mit Beobachtungen in geringen Höhen (unter 4000 m) werden angegeben. Endlich weist der Verf. darauf hin, daß mit Hilfe eines Beobachterdreiecks auch die Möglichkeit besteht, die Herkunft weitreichender Störungen festzustellen, was die Lokalisation z. B. einer Kaltfront gestattet.

K. Keil.

P. Geoffroy und B. Perebaskine. Erdmagnetische Untersuchungen in der Gegend von Saint Boës (Basses Pyrénées). Petroleum 26, 10—11, 1930, Nr. 1. Durch geophysikalische Methoden sollten die Triasvorkommen von Saint Boës und ihre Grenzen ermittelt werden. Den Anlaß bildet die Existenz einer Schwefelquelle, die mit dünnflüssigem Bitumen vermischt ist. Mit den magnetischen Waagen von Haalck und Schmidt wurde die Vertikalkomponente auf mehreren Profilen gemessen. Im Kreidegebiet schwanken die Anomalien zwischen + 5 und — 5 γ; lokale negative Anomalien von etwa — 30 γ werden als Triasinjektionen gedeutet. Geologische und magnetische Profile und Karten sind beigelegt.

J. Bartels.

H. Seblatnigg und A. Graf. Zur Messung der horizontalen Störungskomponente des erdmagnetischen Feldes. ZS. f. Geophys. 5, 329—331, 1929, Nr. 8. Bei Messungen mit der magnetischen Horizontalwaage orientiert man gewöhnlich das Instrument nach der gestörten Nordrichtung. Dazu muß zunächst die Deklinationsrichtung bestimmt werden. Die Verff. schlagen vor, die Schwingungsebene des Magnetsystems einfach in die Richtung des zu vermessenden Profils zu stellen. An zwei Beispielen von Feldmessungen soll gezeigt werden, daß dabei die horizontale Störungskomponente in der Profilrichtung gemessen wird; die ausgewählten Störungen sind allerdings so stark (bis 1,5 Gauß), daß die Formeln nur in grober Näherung stimmen.

J. Bartels.

L. Vegard. Zur Deutung des Nordlichtspektrums. Naturwissensch. 17, 980—981, 1929, Nr. 50. Slipher und Sommer hatten im Nordlicht eine zweite grüne Linie bei $\lambda 5206$ gefunden, die sie als einen verbotenen Übergang im N I-Spektrum deuteten. Verf. weist darauf hin, daß er schon früher eine zweite grüne Nordlichtlinie gefunden hatte, jedoch bei etwa $\lambda 5238$. Dieser Unterschied kann nicht auf Meßfehlern beruhen. Verf. deutet die von ihm gefundene Linie ähnlich, wie er früher die Linie $\lambda 5577$ als Bande des festen Stickstoffs unter bestimmten Anregungsbedingungen gedeutet hatte. (Von dieser steht allerdings bekanntlich heute einwandfrei fest, daß sie ein verbotener Übergang im O I-Spektrum ist. Der Ref.) Danach soll auch verständlich sein, daß diese Linie unter Umständen eine andere Wellenlänge (Slipher und Sommer) haben kann.

G. Herzberg.

C. Wirtz. Experimentelles zur Photometrie des Rotationsellipsoids. Berl. Ber. 1929, S. 574—591, Nr. 27. Photometrische Messungen an vier künst-

licher Planeten mit den Abplattungen 0 (Kugel) bis $\frac{1}{3}$. Die vier Planeten je aus den beiden Materialien mattiertes Silber und Kreide. Montierung auf der optischen Bank und Beobachtung der Totalhelligkeit in Phasenwinkel 0° (volle Beleuchtung), unter Variation der planetozentrischen Breite der Erde. Die Konstanz der Lichtquellen, die mittleren Fehler der Messungen, die systematischen Fehler verschiedensten Ursprungs werden diskutiert. Vergleichung mit der Theorie unter Zugrundelegung des Lambertschen und des Lommelschen Gesetzes. Aus den Ergebnissen: Generelle Tendenz Silberplaneten am nächsten zum Lambertschen, Kreideplaneten zum Lommelschen Gesetz; Erklärungsmöglichkeiten. Pläne weiterer experimenteller Untersuchungen. Bemerkung über die Abplattung des Uranus.

Wirtz.

M. La Rosa. Nuovo contributo alla teoria balistica delle „Stelle variabili“. Spiegazione del fenomeno per le stelle del tipo U Geminorum e del „Clustertyp“. S.-A. Mem. Soc. Astron. Italiana (N. S.) 4, 19 S., 1928, Nr. 2. Der Verf. findet die nach seiner ballistischen Lichttheorie berechneten Helligkeitskurven mit den beobachteten für den Typus U Geminorum und den „Clustertyp“ in guter Übereinstimmung (vgl. auch diese Ber. 10, 1893, 1929).

K. Przibram.

Ernest Esclangon. Les expériences de réflexion optique et la dysymétrie de l'espace. C. R. 188, 146—148, 1929, Nr. 2. Verf. teilt mit, daß Versuche, Unterschiede in dem Winkel der Reflexion des aus verschiedenen Himmelsrichtungen kommenden Fixsternlichtes, die er seit 1920 im Observatorium in Straßburg ausgeführt hat, noch nicht die Fehlergrenze überschritten haben. Die Methode besteht einerseits in dem Vergleich von Meridianbeobachtungen, die sowohl direkt als auch nach Reflexion von einer Quecksilberoberfläche gemacht werden, andererseits durch die geeignete Anordnung eines totalreflektierenden Prismas vor dem Objektiv. Die zu erwartenden Effekte liegen nach Meinung des Verf. bei seiner Anordnung bei etwa $0,01''$. Es haben daher Beobachtungen nur dann Aussicht auf Erfolg, wenn der Vergleich zwischen zwei entgegengesetzten Himmelsrichtungen innerhalb von höchstens 2 Minuten durchgeführt werden kann. Der Verf. teilt einige Gesichtspunkte mit, welche nach seinen Erfahrungen bei der Konstruktion des Apparates berücksichtigt werden müßten. Tomaschek.

G. Tierry. Méthode nouvelle pour déterminer la forme de la courbe de lumière d'une étoile variable. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 44, 146—149, 1927, Nr. 3. Es wird eine neue Methode angegeben, um den Helligkeitsverlauf eines veränderlichen Sternes zu messen. Sie beruht darauf, daß die Breite verschiedener Spektrallinien (vor allem von H_β , H_γ , $H\ H$ und K) gemessen wird. Hierzu werden gleich lang belichtete Platten verwendet — Exposition im vorliegenden Falle etwa 12 Minuten. Es zeigt sich, daß aus den gemessenen Breiten eine einfache Beziehung gewonnen werden kann, die der scheinbaren Helligkeit des Sternes proportional ist. Mit Hilfe von zwei bekannten Werten der Helligkeit (meist im Minimum und Maximum) lassen sich die Zwischenwerte mit großer Genauigkeit angeben. Anwendung der Methode auf SU Cassiopeiae und T Vulpeculae wird gegeben. In letzterem Falle wird eine Entscheidung zwischen den nicht übereinstimmenden Kurven von Luizet und Pickering zugunsten des ersteren gegeben.

Tomaschek.

Geophysikalische Berichte

H. D. Harradon, F. E. Wright and H. W. Fisk. James Percy Ault. Terrestr. Magnet. 34, 273—279, 1929, Nr. 4. J. Bartels.

F. Linke. Peter Polis †. Meteorol. ZS. 47, 16—17, 1930, Nr. 1. Scheel.

George E. Hale. The spectrohelioscope and its work. Part I. History, instruments, adjustments, and methods of observation. Astrophys. Journ. 70, 265—311, 1929, Nr. 5. Die Mitteilung gibt eine ausführliche Darstellung über Entwicklung des Instruments sowie über die Methode der Beobachtungen.

K. Wurm.

Rolin Wavre. Sur les figures d'équilibre et la géodésie. Arch. sc. phys. et nat. (5) 11, 295—311, 1929, Nov./Dez. Fortsetzung der theoretischen Untersuchungen über die Zusammenhänge zwischen der Figur rotierender Planeten, der Abplattung der Niveauflächen, der Dichteverteilung im Innern und der Verteilung der Schwereintensität.

K. Jung.

Chūji Tsuboi. Observation on the Time Variation of the Second Space Derivatives of the Gravitational Potential. (Part I.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 457—466, 1929, Nr. 3. Mit einer kleinen, besonders empfindlichen, aus Quarz hergestellten Eötösschen Drehwaage hat der Verf. zeitliche Änderungen der zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials gemessen. Es zeigt sich deutlich eine tägliche Periode, die als Wirkung der in der Nähe tätigen Beobachter gedeutet wird, und ein Zusammenhang mit dem Wasserstand in einem benachbarten Teich. Die Versuche werden fortgesetzt.

K. Jung.

Leopold Kober. Die Verteilung der Massen an der Erdoberfläche. Wiener Anz. 1930, S. 21—23, Nr. 2. Vorläufige Mitteilung, sowie Gerlands Beitr. 25, 163—174, 1930, Nr. 2.

M. Machatschek. Bemerkung zu der Frage der Verteilung der Massen an der Erdoberfläche. Vorläufige Mitteilung. Wiener Anz. 1930, S. 23, Nr. 2. Aus der auffälligen Tatsache, daß sich die Oberflächen der Ozeane und Kontinente umgekehrt verhalten wie die Dichten des Meerwassers und der Kontinentmassen, werden von L. Kober Schlüsse auf die Massenverteilung und den Gleichgewichtszustand in der Erdrinde gezogen. M. Machatschek dagegen hält die Beziehung zwischen den Oberflächen und den Dichten eher für den Ausdruck eines Zufalls als den eines allgemeinen Gesetzes.

K. Jung.

William Bowie. Zones of weakness in the Earth's crust. Science (N. S.) 70, 589—592, 1929, Nr. 1825. Wenn man überhaupt schwache Zonen der Erdkruste annehmen will, so liegen diese nach Ansicht des Verf. in Gebieten, wo Erosion stark gewirkt hat, und nicht in Gebieten mächtiger Sedimentation. Da aber letztere nach geologischen Erkenntnissen die Zonen bevorstehender Gebirgsbildung sind, kann die Annahme, daß hierbei die Erde an ihren schwachen Stellen einem erdumfassenden Kräftesystem nachgibt, nicht aufrechterhalten werden. Bei Gebirgsbildung muß man lokal wirkende Kraftsysteme annehmen.

K. Jung.

C. Somigliana. Sulla misura della Terra e la gravimetria. Atti di Torino 64, 4—10, 1928/29, Nr. 1. Bemerkungen zu einer Veröffentlichung von C. Mineo: Forma e grandezza della Terra e misura di gravità, Atti della R. Accad. di Palermo, Vol. XV, 1928.

K. Jung.

Gustave Ferrié. L'enregistrement des Oscillations d'un Pendule sans Liaisons Matérielles. Month. Not. 89, 713—718, 1929, Nr. 9. Zwei Schwingungskreise sind in Resonanz. Ein Fortsatz an der Pendelspitze schwingt zwischen den Kondensatorplatten des einen Schwingungskreises hindurch, wobei die Kreise im Rhythmus der Pendelschwingung gegeneinander verstimmt werden. Der Effekt wird mit einem Oszillographen aufgenommen. *K. Jung.*

F. Hope-Jones. Registering the oscillations of a pendulum without touching it. Journ. scient. instr. 6, 394—396, 1929, Nr. 12. Verf. erwidert auf den Artikel des Generals Ferrié in der laufenden Ausgabe der „Monthly Notes of the Royal Astronomical Society“ über die Aufnahme von Schwingungen eines Pendels, ohne es zu berühren, daß die Lösung des von Ferrié gestellten Problems bereits im Januar 1906 in dem British Horological Journal veröffentlicht worden ist. Es wird der Weg kurz beschrieben und eine Skizze zur Erläuterung angegeben. Verf. gibt einen Teil seiner Erfahrungen wieder, die er sich im Laufe von 35 Jahren auf dem Gebiet angeeignet hat. *A. Burmester.*

F. Hope-Jones. Registering the Oscillations of a Pendulum without touching it. Month. Not. 90, 154—156, 1929, Nr. 1. Es wird auf eine ältere mechanisch-elektrische Methode der Registrierung von Pendelschwingungen aufmerksam gemacht. *K. Jung.*

Paul E. Klopsteg. The bifilar pendulum. Rev. of Scient. Instr. (N. S.) 1, 3—8, 1930, Nr. 1. Unter Hinweis auf ältere Literatur legt der Verf. ausführlich dar, daß das bifilar aufgehängte Pendel, vor allem, wenn es in der Ebene seiner Aufhängung schwingt, sich für Demonstrationen beim Schulunterricht besonders eignet, da sich die Bestimmung der Pendellänge und damit die der Schwerbeschleunigung sehr einfach gestaltet und auch seine Herstellung keine großen Kosten verursacht. Für die Herstellung eines einfachen Bifilarpendels werden konstruktive Einzelheiten angegeben. Zu achten ist auf die Veränderung der Länge der Aufhängefäden gegenüber ihrer Länge im unbelasteten Zustand. Zur Abgleichung der beiden Fadenlängen schlägt er eine Art Saitenspanneinrichtung, wie sie bei Musikinstrumenten gebräuchlich ist, als praktisch vor. Einige Beobachtungsanweisungen bilden den Schluß des Aufsatzes. *W. Keil.*

O. Meisser. Ein neuer Vierpendelapparat für relative Schweremessungen. ZS. f. Geophys. 6, 1—12, 1930, Nr. 1. Verf. beschreibt einen neuen Vierpendelvakuumapparat. Die äußere Form des Apparats gleicht einem kubischen Kasten. Die Pendel, aus Fe-Ni-Legierungen gefertigt, besitzen die von E. Kohlschütter vorgeschlagene Stabform; die Schwingungszeit der Pendel beträgt etwa 0,4 sec. Die Dimensionen der Pendel sind so gewählt, daß der Abstand Schneide-Schwerpunkt s gleich der halben mathematischen Pendellänge ist, wodurch bekanntlich erreicht wird, daß die Schwingungszeit des Pendels von kleinen Änderungen des Abstandes s in hohem Grade unabhängig wird. Die Temperaturen werden mittels Widerstandsthermometer gemessen. Die Amplitudenhebel werden durch Elektromagnete betätigt. Es ist geplant, die Pendelschwingungen photographisch und mit Hilfe einer Photozelle zu registrieren. *Schmehl.*

R. Wavre. Sur un accord possible entre la géodésie et la théorie de la précession des équinoxes. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 46, 152—154, 1929, Nr. 3. Aus den vom Verf. abgeleiteten theoretischen Beziehungen ergibt sich

die Abplattung 1:297,3, aus der Präzession jedoch 1:293,5. Dieser Widerspruch kann beseitigt werden, indem man bei den die Präzession betreffenden Rechnungen Glieder höherer Ordnung berücksichtigt.

K. Jung.

Bonaparte Colombo. Sulla propagazione delle onde sismiche in uno strato piano illimitato. Atti di Torino 64, 58—65, 1928/29, Nr. 2/6. Theoretische Untersuchungen über ebene elastische Wellen in einem von einander parallelen Ebenen begrenzten Medium.

K. Jung.

Ch. Maurain. Sur la répartition des tremblements de terre en latitude. C. R. 184, 612—614, 1927, Nr. 10.

H. Ebert.

Saemontaro Nakamura. On the Earthquake of the 7th March 1927 in Tango, Japan. Sc. Reports Tōhoku Univ. 18, 419—472, 1929. Nr. 4. Der Verf. gibt zunächst einen eingehenden Überblick über die Zerstörungen, die im wesentlichen nordöstlich des Mineyama-Verwerfungssystems erfolgten. Die maximale vertikale Verschiebung betrug etwa 1 m an der Verwerfung, die maximale horizontale Verschiebung etwa 4 m in einer Entfernung von 15 km von ihr. Die Höhenänderungen h an der Küste in verschiedener Distanz D von der Verwerfung betragen

$D \dots$	11	8	5	3	1	0	1	2 km
$h \dots$	0	20	60	40	50	50 bis 10	3	0 cm

Weiter untersucht der Verf. die Richtung der Stöße, Drehungen von Denkmälern usw., die maximale Bodenbeschleunigung (bis etwa $1\frac{1}{3}$ g), Verhalten von heißen Quellen, Neubildung von solchen, außergewöhnliche Änderungen des Seestandes vor dem Beben, Erdbebengeräusche, außergewöhnliches Verhalten von Fischen vor dem Beben, Lichterscheinungen, die ähnlich auch bei dem Tokyo-Beben 1923 aufgetreten seien. In einem zweiten Teil werden mehr theoretische Betrachtungen über die erschütterten Zonen angestellt und kurze Angaben über einige Seismogramme gemacht. Der Verf. kommt zu dem Ergebnis, daß das Erdbeben durch Kompression einer etwa 9 km dicken Schicht der Erdkruste längs der Verwerfung entstand, und daß die Erdbeben von 1925 und 1927 die gleiche Ursache hatten.

Gutenberg.

B. Gutenberg. Hypotheses on the development of the earth. Journ. Washington Acad. 20, 17—25, 1930, Nr. 2. Zu einer physikalischen Geschichte der Erde kann man nur gelangen, wenn man untersucht, welche Kräfte auf einen Ausgangszustand der Erde gewirkt haben und wie ihre Wirkungsweise war. Vermutlich löste sich infolge Resonanz der Sonnengezeiten mit der Eigenperiode der Erde der Mond einst von der Erde. Hierdurch entstand eine Inhomogenität des Aufbaues der Erdkruste und damit ein Kräftesystem, welches das hydrostatische Gleichgewicht herzustellen und den Rest der kontinentalen Decke der Erde über die ganze Erdoberfläche auszubreiten sucht. Die Polfluchtkräfte verursachten eine Verschiebung dieses Blockes symmetrisch zum Äquator; gemeinsam mit den bei der Schrumpfung der Erde auftretenden Spannungen bewirken sie periodische Gebirgsbildung parallel des jeweiligen Äquators, während die pazifischen Randgebirge durch das Vordringen des Kontinentalrandes bedingt sind. Im Innern der Kontinente wirken sich die Kräfte vor allem in den schwachen Stellen aus, das sind die Geosynklinale, die durch Sedimentation gebildet und bei Auftreten von Drucken unter Verdickung ausgepreßt werden.

Gutenberg.

B. Gutenberg. Nochmals: Zur Frage der Laufzeitkurven. ZS. f. Geophys. 6, 57—59, 1930, Nr. 1.

G. Krumbach. Erwiderung zur vorstehenden Arbeit von Herrn Prof. Gutenberg. ZS. f. Geophys. 6, 60—62, 1930, Nr. 1.

B. Gutenberg. Bemerkungen zu der vorstehenden Erwiderung. ZS. f. Geophys. 6, 62—64, 1930, Nr. 1. Gutenberg verweist nochmals darauf, daß bei den älteren Laufzeitkurven zur Feststellung der Herdzeit die Kurve von Wiechert-Zoepritz benutzt wurde, daß also deren systematische Fehler auch genau so bei den übrigen neuen Kurven auftreten müssen. Diese Fehler werden erörtert und es wird auf einige vorher von G. Krumbach erhobene Einwände eingegangen. Dieser verweist daraufhin auf die Schwierigkeiten, die sich bei einer konsequenten Durchführung der von Gutenberg angegebenen Prinzipien ergeben würden, während Gutenberg in seinen letzten Bemerkungen betont, daß man die Mühen einer korrekten Rechnung nicht scheuen darf, wenn man die Laufzeitkurven wirklich verbessern will, daß man insbesondere versuchen muß, im Gegensatz zu der seitherigen Arbeitsweise die Herdtiefe zu berücksichtigen. *Gutenberg.*

Katsutada Sezawa. The Tilting of the Surface of a Semi-infinite Solid due to Internal Nuclei of Strain. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 1—14, 1929, Nr. 1. In einem im Normalzustand von einer Ebene begrenzten Halbraum sei ein System von Deformationsstörungen. Es werden die diesem System entsprechenden Neigungen der Oberfläche in ihrer Abhängigkeit von der Lage zum Störungszentrum und von dessen Tiefe für verschiedene Störungstypen theoretisch untersucht, zum Teil in Figuren wiedergegeben. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura. Generation of Rayleigh-waves from an Internal Source of Multiplet-type. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 41—64, 1929, Nr. 1. Theoretische Betrachtungen über die Ausbildung und Fortpflanzung von Rayleighwellen bei gerichteten Stößen in punktförmigem, im Innern eines elastischen Halbraums gelegenem Herd, Einflüsse der Lage zum Herd, der Herdtiefe, der Wellenlänge. Ein Teil der Ergebnisse wird in Figuren wiedergegeben. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa. Periodic Rayleigh-waves caused by an Arbitrary Disturbance. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 193—206, 1929, Nr. 2. Es wird Dispersion vorausgesetzt, und zwar derart, daß die effektiven Laméschen Elastizitätskonstanten λ und μ in gleicher Weise als quadratische Funktion von L/H dargestellt werden, wobei L die Wellenlänge und H die effektive Tiefe der wellenführenden Oberflächenschicht ist. Unter diesen Annahmen ergibt sich für Störungen, die im Herd Stoßcharakter haben: 1. die Oberflächenwellen sind von harmonischem Typus, 2. ihr Einsatz wird mit der Geschwindigkeit der Rayleighwellen fortgepflanzt, 3. die Perioden wachsen vom Einsatz zum Ende hin, 4. die Amplitude nimmt vom Einsatz zum Ende ab, im dreidimensionalen Fall wesentlich schneller als im „zweidimensionalen“, 5. die Periode und ihre Zunahme hängt vom Dispersionsgesetz ab, 6. in bestimmten, vom Dispersionsgesetz abhängigen Herdentfernungen treten abnorme Amplituden auf. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa. Generation of Rayleigh-waves from a Sheet of Internal Sources. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 417—435, 1929, Nr. 3. Theoretische Untersuchungen über die Amplitude von Rayleighwellen, die von flächenförmigen Herden ausgehen, insbesondere über ihre Abhängigkeit von der Neigung der Herdfläche gegen die Erdoberfläche. *K. Jung.*

Ryūtarō Takahasi. Tilting Motion of the Earth Crust caused by Secondary Undulations of Tides in a Bay. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 95—102, 1929, Nr. 1. Gleichzeitige Messungen der Neigung des Erdbodens und kurz-periodischer Schwankungen des Meeresspiegels (Seiches) mit besonders hierfür konstruierten, in der Veröffentlichung beschriebenen Apparaten zeigen enge Zusammenhänge, solange die Wasserstandsstation nicht mehr als 150 m von dem festen Aufstellungsort des Neigungsmessers entfernt ist. Diese Messungen bestätigen den schon früher aus dem Vergleich zwischen Bodenneigung und Gezeiten gezogenen Schluß, daß sich in 150 m Entfernung vom Aufstellungsort des Neigungsmessers die Struktur der Erdoberfläche ändert. Größenordnung der Neigungen 0,1'', der kurzperiodischen Wasserstandsänderungen 5 cm. *K. Jung.*

Chūji Tsuboi. Block Movements as Revealed by Means of Precise Levellings in Some Earthquake Districts of Japan. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 103—114, 1929, Nr. 1. Es wird die bleibende Höhenänderung, soweit sie aus Präzisionsnivelllements vor und nach großen Erdbeben abgeleitet wurde, in mehreren Bebengebieten diskutiert (Shimabara-Distrikt, Sakurazima-Vulkan, Mino Owari Earthquake-Distrik, Tajima-Tango Earthquake-Distrik). Wie sich zeigt, kann man diesen Veränderungen nach die Erdkruste in wohldefinierte Zonen einteilen, in denen die Höhenänderungen linear verteilt ist, die also ihren Zusammenhang bewahrt haben. *K. Jung.*

Nobuji Nasu. Further Study of the Aftershocks of the Tango Earthquake. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 133—152, 1929, Nr. 1. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) In eingehenden Untersuchungen hat der Verf. früher gezeigt, daß die Nachbebenherde des großen Tango-Bebens sich westlich der von Norden nach Süden streichenden Gōmura-Stufe und südlich der von Westen nach Osten streichenden Yamada-Stufe in aufeinander nahezu senkrechten Bruchsystemen anordnen lassen. In der vorliegenden Untersuchung wird die Lage einiger Nachbebenherde nochmals diskutiert, und es wird gezeigt, daß ein herdfreies auf einer als Ganzes gehobenen und gekippten Scholle liegt. Die Untersuchungen erlauben einige Schlüsse auf die Mechanik der Bebenauslösung. *K. Jung.*

Win Inouye. Statistical Regularities regarding the Altitudes of Mountain Ranges and the Amounts of Dislocations of the Earth's Surface. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 153—173, 1929, Nr. 1. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Betrifft Zusammenhänge zwischen der Höhe von Gebirgsketten und ihrer Verlagerung. *K. Jung.*

Mishio Ishimoto et Ryūtarō Takahasi. Mesures des mouvements d'un bâtiment dans des conditions tranquilles. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 175—184, 1929, Nr. 1. *K. Jung.*

Hitoshi Omura. Horizontal Displacements of the Primary and Secondary Triangulation Points, observed after the Earthquake of March 7, 1927, in Tango Districts. The Second Rapport. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 185—186, 1929, Nr. 1.

Revision of the Primary Trigonometrical Survey in Tango Earthquake Districts. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 187—191, 1929, Nr. 1. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Karten der durch Präzisions-nivelllements festgestellten Horizontalverschiebungen. Kurzer Text. *K. Jung.*

Takeo Matuzawa, Kunitika Yamada and Takeo Suzuki. On the Forerunners of Earthquake-motions. II. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 241—260, 1929, Nr. 2. An Hand des wiedergegebenen umfangreichen Beobachtungsmaterials werden drei Arten von longitudinalen Einsätzen festgestellt. Es wird angenommen, daß diese Bewegungen in Schichten von 20 und 30 km Dicke und einer noch tieferen Schicht mit den Geschwindigkeiten 5,0, 6,2 und 7,5 km/sec gelaufen sind, und untersucht, wie weit die Beobachtungen unter Berücksichtigung verschiedener Herdtiefe hiermit übereinstimmen.

K. Jung.

Luis Rodès. Périodes diurne et annuelle dans la distribution de 1944 tremblements de terre enregistrés par un même sismographe. C. R. 190, 422—424, 1930, Nr. 7.

K. Jung.

Saemontaro Nakamura. On the Diffraction on Artifical Shocks Caused by a Small Building. Sc. Reports Tōhoku Univ. (1) 18, 401—407, 1929, Nr. 3. In der Nähe des Geophysikalischen Laboratoriums der Tōhoku-Universität wurden künstliche Bodenerschütterungen von der Periode 0,07 sec erzeugt. Die Bodenbewegung im Laboratoriumsgebäude und seiner Umgebung wurde eingehend gemessen und hinsichtlich des Gebäudeeinflusses auf die Fortpflanzung der Erschütterung untersucht.

K. Jung.

Kyoji Suyehiro. On the Nature of Earthquakes Studied by Means of the Seismic Wave Analyser. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 467—470, 1929, Nr. 3. Nahbeben von geringer Herdtiefe zeigen eine Reihe von kurz aufeinanderfolgenden Stößen, während Beben mit tiefem Herd nur einen oder zwei solcher Stöße aufweisen. Dies deutet darauf hin, daß die Verschiebung im Herd in der oberen Erdkruste entweder in mehreren Stößen erfolgt oder gleichzeitig an getrennten Orten, während die Vorgänge in tiefen Herden mehr einheitlich verlaufen. Verschiedene Methoden der Herdtiefenbestimmung führen bei tiefen Herden zu befriedigender Übereinstimmung, nicht so bei höher gelegenen Herden. Dies wird als Hinweis darauf angesehen, daß sich der Herd in letzterem Falle über mehrere Stellen verteilt.

K. Jung.

Akitune Imamura, Fuyuhiko Kishinouye and Takao Kodaira. The Effect of Superficial Sedimentary Layers upon the Transmission of Seismic Waves. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 471—487, 1929, Nr. 3. (Japanisch mit englischem Auszug.) Die Formel von Omori, $d = k \cdot t$, zur Bestimmung der Entfernung vom Hypozentrum zur Station aus den Zeitdifferenzen der *P*- und *S*-Einsätzen ist mit konstantem *k* nur gültig, wenn innerhalb der Herdtiefe keine Geschwindigkeitsänderung vorkommt. Ist dies jedoch der Fall, so ist $k = v_{\text{long}} \cdot v_{\text{trans}} / v_{\text{long}} - v_{\text{trans}}$ mit der Geschwindigkeit variabel. Aus eingehender Untersuchung von 21 Nahbeben mit wohldefinierten *P*- und *S*-Einsätzen konnten die Geschwindigkeiten und die Lage zweier Grenzflächen erneut bestimmt werden. Die Tabellen und Figuren sind mit ausreichendem englischen Text versehen.

K. Jung.

Akitune Imamura. On the earth-vibrations induced in some localities at the arrival of seismic waves. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 489—494, 1929, Nr. 3. (Japanisch mit englischem Auszug.) Ankommende Erdbebenwellen erzeugen an der Station sekundäre kurzperiodische Bewegungen, die von der Struktur des Stationsuntergrundes abhängig sind. Um diese Bewegungen zu untersuchen, wurden Seismogramme desselben Bebens, die von sehr nahe beieinander aufgestellten Apparaten aufgenommen wurden, untersucht.

K. Jung.

S. Fujiwhara and T. Takayama. On the Possibility of finding Stresses acting on and Displacements of the Earth-crust from its surface form. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 523—530, 1929, Nr. 3. (Japanisch mit englischem Auszug.)

K. Jung.

Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura. The Displacement independent of the Dilatation and the Rotation in a Solid Body. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 389—416, 1929, Nr. 3. Theoretische Untersuchungen über Deformationen führen außer auf Dilatation und Rotation auf eine dritte Art von Deformationen, die weder Dilatations- noch Rotationscharakter hat und sich von diesen Deformationsarten unabhängig erweist, während Dilatation und Rotation nicht voneinander unabhängig sind. Die dritte Deformationsart darf bei Berechnung der Spannungsverteilung nicht unbeachtet bleiben. Ähnliches gilt auch für plastische Deformationen. Auf die Wichtigkeit der vorliegenden Untersuchung für die theoretische Seismik wird hingewiesen.

K. Jung.

Katsutada Sezawa. Propagation of Love-waves on a Spherical Surface and Allied Problems. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 7, 437—455, 1929, Nr. 3. Theoretische Untersuchungen über die Ausbreitung von Oberflächenwellen ohne vertikale Komponente in der von einer verhältnismäßig dünnen Deckschicht bedeckten Erde führen zu folgenden Ergebnissen: Die Lovewellen haben auch Komponenten in der zum Herd gerichteten Horizontalen. Vertikale Komponenten existieren schon vom Herd an nicht. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit über die Kugeloberfläche ist ungefähr gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit über eine ebene Fläche. Dispersion ist möglich. Anwachsen der Amplituden bei den Herdantipoden ist möglich. Liegt der Herd im unteren Medium, so ist die Stärke der Bewegung an der Oberfläche eine abnehmende e-Funktion der Herdtiefe, liegt der Herd in der Deckschicht, so ist die Bebenstärke an der Oberfläche eine harmonische Funktion der Herdtiefe.

K. Jung.

Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Deformation of the Earth Crust and Topographical Features. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 322—325, 1929, Nr. 8. Aus genauen Vermessungen des Sakurazima-Vulkans und seiner Umgebung vor und nach dem Ausbruch von 1914 wurden die bleibenden Krustenverschiebungen untersucht. Es findet sich eine auffallende Übereinstimmung der Linien gleicher Divergenz der Horizontalverschiebungen und der Linien gleicher Vertikalverschiebungen mit der Topographie, insbesondere mit dem Verlauf der Küstenlinien.

K. Jung.

Chūji Tsuboi. On a Relation between the Distributions of Gravitational Anomalies and the Origins of Earthquakes in Japan. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 326—329, 1929, Nr. 8. Ein Vergleich der Verteilung der Bouguerschen Schwereanomalien mit der Bebenhäufigkeit zeigt, daß die Hauptbebengebiete mit den Gebieten anomaler Schwere zusammenfallen.

K. Jung.

Akitune Imamura. On the Multiple Source of Origin of the Great Kwanto Earthquake of 1923 and its Relation to the Fault System Connected with the Earthquake. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 330—333, 1929, Nr. 8. Krustenverschiebungen im Herdgebiet des großen Bebens vom 1. September 1923, Laufzeiten und Richtungen der Einsätze des Hauptbebens lassen auf mehrere, längs einer Bruchlinie angeordnete Herde schließen, von denen im Abstand weniger Sekunden das Hauptbeben ausgegangen ist.

K. Jung.

H. Mendel. Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. Dissertation Hamburg 1929. Ausführliches Referat von

H. Schünemann, ZS. f. Geophys. 6, 32–41, 1930, Nr. 1. Es ergeben sich aus einer statistischen Untersuchung deutliche Zusammenhänge zwischen der Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung an der norwegischen Küste und Andeutungen von Zusammenhängen mit der Brandung an anderen Küsten Westeuropas.

K. Jung.

Ernst Sorge. Die ersten Dickenmessungen des grönlandischen Inlandeises. ZS. f. Geophys. 6, 22–31, 1930, Nr. 1. Nach der von Wiechert und Mothes ausgearbeiteten Methode der Dickenmessung von Gletschereis aus Reflexionen künstlicher seismischer Wellen wurden vom Verf. auf der Wegener'schen Grönlandexpedition erstmalig Dickenmessungen des Inlandeises nahe der Westküste ausgeführt. An vier Stationen, die vom Rand des Inlandeises an bis zu etwa 40 km ins Innere hinein gelegen waren, wurden in Meereshöhen von 970, 985, 1210, 1570 m Eisdicken von 330, 600, 750 und 1200 m gemessen.

K. Jung.

J. Egedal. Om et Apparat til Registrering af Variationer i Jordskorpens Stilling i Forhold til Lodlinien. Fysisk Tidsskr. 27, 155–157, 1929, Nr. 4/5. (Skand. Naturforscher-Vers. Kopenhagen August 1929.) Außer mit dem Horizontalpendel wurden Änderungen der Lotlinie durch die Niveauänderungen des Wassers in einer 150 m langen Röhre am Ende (A. A. Michelson) gemessen. Das „Niveauvariometer“ Egedals löst letztere Aufgabe mit Spiegelablesung — Spiegel einerseits auf festem Stativ, andererseits auf einem Schwimmer aufgelagert —, wodurch auch photographische Registrierung ermöglicht wird. Kirsch.

C. R. Duvall. Note on the computation of the moment of inertia of a magnet and its suspension. Terrestr. Magnet. 34, 303–308, 1929, Nr. 4. Behandelt Abkürzungen des Rechenschemas bei der Bestimmung des Trägheitsmomentes eines Magnets.

J. Bartels.

Ross Gunn. A theory of the permanent magnetic fields of the sun and earth: A correction. Phys. Rev. (2) 34, 1621–1622, 1929, Nr. 12. Die ursprüngliche Theorie des Verf. (diese Ber. 10, 1896 und 2167, 1929) wird auf Grund einer Kritik von Leigh Page abgeändert. Schon freie Ionenweglängen von 10^{-7} cm genügen jetzt, um das beobachtete magnetische Feld auf gleichzeitige elektrische und magnetische Effekte allein zurückzuführen. Die Erdströme, die aus inneren gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern entstehen, verstärken das ursprüngliche Magnetfeld, während die frühere Mitteilung eine Abschwächung ergab. Es lässt sich nicht sagen, wodurch die Selbstverstärkung des magnetischen Keimfeldes gehemmt wird.

J. Bartels.

J. P. Ault and H. W. Fisk. Preliminary values of the annual changes of the magnetic elements in the Caribbean Sea and Pacific Ocean, as determined from the Carnegie Results, 1909–1929, and from the Galilee Results, 1905–1908. Terrestr. Magnet. 34, 292–299, 1929, Nr. 4. Die jährlichen Änderungen der Deklination und Inklinations im Karibischen Meer und im Pazifischen Ozean stimmen mit den Kartenwerten im allgemeinen überein; diejenigen der Horizontalintensität sind schwieriger zu ermitteln und weniger übereinstimmend. Die Durchschnittswerte werden in ausführlichen Tabellen mitgeteilt.

J. Bartels.

E. O. Hulbert. Zodiacal light and magnetic storms. Phys. Rev. (2) 35, 295, 1930, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) G. Jones beobachtete vom April 1853 bis April 1855 das Zodiakallicht jede Nacht, in der die atmosphärischen

Verhältnisse es erlaubten. Verf. verglich seine Ergebnisse mit der Greenwicher Liste der magnetischen Stürme und fand folgendes: In die Periode fielen 26 magnetische Stürme oder Sturmgruppen und 23 Perioden abnormalen Zodiakallichtes, von denen 16 innerhalb von drei Tagen auf einen magnetischen Sturm folgten. Zehn Stürme kamen zu Zeiten vor, für die keine Zodiakallichtbeobachtungen vorlagen, und in sieben Fällen wurde abnormales Zodiakallicht beobachtet, ohne daß sich in der Liste ein zugehöriger Sturm fand. Die Abnormalitäten des Lichtes bestanden in der Hauptsache in Schwankungen und bisweilen in außergewöhnlicher Helligkeit oder Verteilung am Himmel. Der Zusammenhang zwischen dem Verhalten des Zodiakallichtes und den magnetischen Störungen deutet darauf hin, ohne es zu beweisen, daß das Licht von Teilchen herrührt, die in der Erdatmosphäre ihren Ursprung haben, in Übereinstimmung mit der Ansicht von Barnard u. a.

Güntherschulze.

Fr. Errlat. Erdmagnetische Messungen im Gebiete der Freien Stadt Danzig. Mitt. d. Geophys. Warte Groß-Raum d. Univ. Königsberg, Nr. 8, 1929, 47 S. In den Sommern 1925 und 1926 wurden an 41 Stationen D , H , Z , außerdem an sieben weiteren Stationen nur D , an 27 Stationen nur Z gemessen, und zwar mit einem Schultzeschen Magnetometer. Einige Profile wurden mit der Schmidt'schen Vertikalfeldwaage aufgenommen. Die magnetischen Werte werden in Tabellen mitgeteilt und als Abweichungen von einer Basisstation in Karten dargestellt. Eine vierte Karte enthält die Isanomalen von Z und die horizontalen Störungsvektoren.

J. Bartels.

A. Graf. Über theoretische Kippisoklinen und Horizontalisodynamen bei Induktionsmethoden. ZS. f. Geophys. 5, 331—334, 1929, Nr. 8. Bei den qualitativen elektrischen Induktionsmethoden werden im allgemeinen zwei Winkel auf jeder Meßstation gemessen: 1. der Horizontalwinkel, der die Richtung des elektromagnetischen Wechselfeldes, das die Senderanordnung erzeugt, angibt und damit die Richtung der Stromlinien, und 2. der sogenannte Kippwinkel, der die Neigung des Wechselfeldes an der Erdoberfläche gegenüber der Horizontalebene aufzeigt. Letzterer wird hervorgerufen durch die Überlagerung des Erdstromfeldes über das Feld des Leitungsstromes. In der vorliegenden Arbeit wird unter der Annahme homogener Leitfähigkeit der Erde das Normalbild der Kippisoklinen und der Horizontalisodynamen berechnet. Wie stark Kippwinkelbilder durch Tektonik und Einlagerungen beeinflußt werden, zeigen zwei beigelegte, von G. Beyer bei einer geoelektrischen Untersuchung in Polen (Schodnica) aufgenommene Kippwinkelbilder in Störungszonen. Solche Bilder sind ein empfindliches Reagens auf Körper mit Leitwertsunterschieden, erfordern aber große Übung in der Auswertung, da es unmöglich ist, die durch die Tektonik hervorgerufenen Anomalien zu eliminieren.

Geyger.

Max Müller. Der Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung elektromagnetischer Wechselfelder verschiedener Frequenz. ZS. f. Geophys. 5, 335—342, 1929, Nr. 8. In einer früheren Arbeit (Gerlands Beitr. 21, 1929, Nr. 2/3) hat Verf. gezeigt, daß sich Schiefer und gut geschichtete Sedimente in bezug auf elektrische Ströme wie anisotrope Medien verhalten. Infolge der Richtungsabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit solcher Medien sind die Stromelemente des Strömungsfeldes in drei zueinander senkrechten Richtungen durch Tensortripel definiert, deren Leitfähigkeitsparameter dem stromdurchflossenen Medium individuell sind und außerdem von der Lage des Koordinatensystems abhängen. Bei Einführung eines anderen Koordinatensystems, d. h. bei anderer Orientierung der Strömungsbasis gegen die idealisierten Hauptleitfähig-

keitsachsen der stromdurchflossenen Medien treten andere Leitfähigkeitsparameter auf, welche lineare Funktionen der ursprünglichen sind. Naturnwendig spiegelt sich dann die durch die Anisotropie der Medien bedingte Deformation des Stromungsfeldes auch in dem mit ihm verketteten Magnetfeld wider, aus dessen Verteilung an der Erdoberfläche sich Rückschlüsse auf den Verlauf und Aufbau der Schichten des Untergrundes ziehen lassen. In viel interessanterer Weise läßt sich der anisotrope Aufbau des Untergrundes mittels der Methode der induktiven Stromübertragung erforschen. In der vorliegenden Arbeit beschreibt Verf. eine elektromagnetische Meßmethode, welche darauf beruht, daß niederfrequenter Wechselstrom ohne Verwendung eingegrabener Elektroden durch Induktion eines vollständig isolierten, rechteckförmigen Stromkreises dem anisotropen Untergrund übertragen und das resultierende Magnetfeld innerhalb und außerhalb des Rechtecks in drei zueinander senkrechten Richtungen mittels Induktionsrahmen, Verstärker, Gleichrichter und Galvanometer gemessen wird. Das Verhältnis der Komponenten des Magnetfeldes hängt dann von Lage und Richtung der Kabel gegen die Hauptleitfähigkeitsachsen der Schichten ab. Die Intensität des Magnetfeldes ändert sich beim Überschreiten von gut leitfähigen Schichtgrenzen um einen von der Beschaffenheit der angrenzenden Medien abhängigen individuellen Betrag. Bei den Untersuchungen diente als Generator ein mittels einer Netzanode gespeister Röhrensender oder ein Schwingaudion. Die Empfindlichkeit des Empfangsgerätes betrug 10^{-8} Gauß pro Skalenteil.

Geyser.

F. Ollendorff. Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in geschichtetem Erdreich. Arch. f. Elektrot. 23, 261—278, 1930, Nr. 3. Verf. untersucht elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in plattenförmigen Leitern. Auch wird das Rückleitungsschaltfeld in inhomogenem Erdreich mit erhöhter Oberflächenleitfähigkeit dargestellt. „Es wird für das stationäre Feld eine Integraldarstellung angegeben, aus welcher sich das Feld eines plötzlich auftretenden Stromstoßes durch nochmalige Integration herleiten läßt. In der Umgebung der Leitung (Nahzone) treten die größten Schaltfelder sogleich nach dem Einschalten auf, während für entfernte Orte die Störung eine gewisse Zeit bis zur maximalen Wirkung braucht. Hieraus ist eine makroskopische Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Ausbreitungsvorganges definierbar, welche sich als Konstante der elektrischen Plattendaten erweist.“ Aus dem Feld für einen Stromstoß lassen sich durch elementare Integrationen die Ausgleichsvorgänge ermitteln, welche einem exponentiell anwachsenden Gleichstrom oder einem plötzlich einsetzenden Wechselstrom entsprechen. Im ersten Falle nimmt das Schaltfeld nach Überschreiten eines Maximums umgekehrt proportional der Zeit nur sehr langsam ab. Das Maximum selbst ist beträchtlich kleiner als die bei plötzlichem Stromanstieg auftretende Überspannung. Für Wechselstromvorgänge ergibt sich, daß die stationäre Spannung gerade ebenso groß ist, wie die maximale Schaltspannung. „Wird ein Spannungsstoß unmittelbar an die geschlossene Leitung gelegt, so bildet sich ein Kurzschlußstrom aus. Für den Verlauf dieses Kurzschlußstromes wird eine Volterra'sche Integralgleichung abgeleitet, welche durch ein Näherungsverfahren aufgelöst wird. Man findet einen anfangs sehr rasch, etwas linear, später langsamer ansteigenden Strom, welcher jedoch niemals stationär wird.“ Es werden die Verhältnisse der Schaltvorgänge in mittlerem Erdreich an einigen Zahlenbeispielen diskutiert.

F. Seidl.

S. Chapman. On the Theory of the Solar Diurnal Variation of the Earth's Magnetism. Proc. Roy. Soc. London (A) 122, 369—386, 1929, Nr. 790. Die vorliegende Arbeit gibt eine kritische Übersicht über die verschiedenen zur Er-

klärung des sonnentägigen Ganges S des erdmagnetischen Kraftvektors herangezogenen Theorien. Es sind dies: die Dynamotheorie von L. Stewart, Schuster, die diamagnetische Theorie von R. Gunn und die „drift-current“-Theorie des Verf. Die Dynamotheorie gibt im großen und ganzen einen guten Überblick über die allgemeine Form von S , bereitet aber erhebliche Schwierigkeiten, wenn es gilt, genauere Einzelheiten über Phase und Intensität der Stromsysteme zu erfahren. Auch die diamagnetische Theorie gibt eine recht befriedigende qualitative Übereinstimmung. Geht man jedoch mit der einzigen unbekannten Größe dieser Theorie in die „drift“-Theorie ein, nämlich mit der Anzahl N der diamagnetisch wirksamen freien Ladungen, so zeigt sich, daß ein Effekt entstehen müßte, der etwa 250 mal so intensiv ist, wie der wirklich beobachtete. Damit hat natürlich die diamagnetische Theorie einen empfindlichen Stoß erlitten. Es bleibt also nur die Möglichkeit der Dynamotheorie oder einer Verbindung dieser mit der „drift“-Theorie, der „drift-dynamo“-Theorie. Auch wenn die Erfahrung schließlich die Angaben der „drift“-Theorie bestätigen sollte, dürfte man doch, vor allem zur Erklärung der Phasenverhältnisse, nie ganz auf die Dynamotheorie verzichten können.

G. Fanselau.

S. G. Brown. Giro compasses for gunfire control. A discourse given at the twentieth annual exhibition of the physical and optical societies. Journ. scient. instr. 7, 40—49, 1930, Nr. 2. Verf. beschäftigt sich mit der Anwendung des Kreiselkompasses auf Kriegsschiffen, der hier nicht nur zum Nordsuchen gebraucht wird, sondern auch zum Festhalten irgendeiner bestimmten Richtung, was unabhängig von den Bewegungen des Schiffes mit einer solchen Genauigkeit geschehen muß, daß der Kompaß nicht mehr als 1° pro Stunde von seiner ursprünglichen Richtung abweicht. Der vom Verf. konstruierte „Static“ soll dieser Bedingung genügen. Zur genauen Nordorientierung verband er ihn mit seinem „North-Seeking Gyro“. Zum Schluß wird auf einen Kreiselkompaß für Flugzeuge (Gleichstrommotor, 11000 Touren, 12 Volt) und einen künstlichen Horizont hingewiesen.

H. Schardin.

H. B. Maris and E. O. Hulbert. Comets and terrestrial magnetic storms. Phys. Rev. (2) 33, 1046—1060, 1929, Nr. 6. Die Vermutung, daß Veränderung der Kometen und das Sichtbarwerden der Kometen überhaupt von der Tätigkeit der Sonne verursacht sei — unter anderem ausgesprochen von Barnard —, veranlaßte die Verff., eine größere Zahl von Kometen mit dem magnetischen Zustand der Erde zu vergleichen. Im ganzen wurden 31 Kometen, die wahllos auf die Zeit von 1848 bis 1926 sich verteilen, diskutiert. Der magnetische Zustand der Erde wurde durch die magnetischen Charakterzahlen 1, 2, 3, 4 festgelegt. Es zeigte sich, daß in der Mehrzahl der betrachteten Fälle Sichtbarwerden und Veränderungen der Kometen zu Zeiten magnetischer Unruhe auf der Erde vor sich gingen. Eine statistische Zusammenfassung führt auf das Ergebnis, daß zu Zeiten der Aktivität der Kometen magnetische Stürme der Stärke 4, 3, 2, 1 im Durchschnitt 6-, 4-, 2,9-, 1,5 mal so häufig auftreten als sonst. Da die Zeitdifferenz zwischen Aktivität des Kometen und magnetischem Sturm im allgemeinen von der relativen Stellung von Komet und Erde unabhängig ist, halten die Verff. die Ansicht von Maunder, daß die wirksame Ultrastrahlung von der Sonne in einem Kegel mit engem Öffnungswinkel ausgeht, für unwahrscheinlich.

G. Fanselau.

A. H. R. Goldie. Rotation of the Earth and Magnetostriiction. Nature 124, 303, 1929, Nr. 3121. Angeregt durch die Notiz von Prof. Edward S. King in Nature, 5. Januar 1929, S. 15, über die Änderungen der Erddrehung und die dazu

parallel gehende Änderung der Säkularvariation des Erdmagnetismus (Magnetostraktion), stellt Verf. dasselbe Phänomen für das Eskdalemuir-Observatorium fest, wo ebenfalls um 1918 eine beträchtliche Änderung der Säkularvariation eintrat.

G. Fanselau.

Oskar Prochnow. Blitz-Photographie. Photogr. Korresp. 65, 303—310, 1929, Nr. 11. Die Arbeit enthält Aufnahmen von Blitzen, die von B. Walter mit bewegter Kamera gemacht worden sind; außerdem jedoch auch Aufnahmen von eigenartigen Kugelblitzen und Perlenschnurblitzen, die von Liebhabern aufgenommen worden sind. Die Möglichkeit von Fälschungen der Aufnahmen wird errötert und vom Verf. verneint.

Pfestorff.

A. Meissner. Über Kugelblitze. Meteorol. ZS. 47, 17—20, 1930, Nr. 1. Der Kugelblitz wird als ein durch Blitzentladungen erzeugtes Wirbelgebilde, eine Trombe im Kleinen, aufgefaßt. Er entsteht demnach durch das Zusammenwirken zweier nahe nebeneinander in entgegengesetzter Richtung verlaufender Entladungen, z. B. dadurch, daß ein Blitz in seiner Bahn eine plötzliche heftige Veränderung erfährt, oder dadurch, daß eine Blitzentladung in eine andere hinein so erfolgt, daß die Entladungen vor ihrem Zusammentreffen einige Zentimeter nebeneinander verlaufen. Bei den großen Stromstärken der Blitze ist anzunehmen, daß große Luftmengen von ihnen mitgerissen werden. Die Geschwindigkeit dieser mitgerissenen Luftströmungen wird zwar nicht dieselbe sein wie die der Entladungen (> 1000 m in der Sekunde), aber sicher sehr hohe Werte annehmen, mehrere 100 m in der Sekunde. Erfolgen zwei Entladungen in entgegengesetzter Richtung dicht nebeneinander, z. B. durch die Wegänderung des Blitzes, so entstehen zwei sehr heftige Luftströmungen dicht nebeneinander von entgegengesetzter Richtung, und es wird aus dem Zwischenraum zwischen den Luftströmungen die Luft herausgerissen. Es entsteht ein evakuierter Raum und um ihn ein Wirbel. Nach Aufhören der Blitzentladung kann der Wirbel bestehen bleiben, wenn Gleichgewicht besteht zwischen den Zentrifugalkräften der Luftteilchen des Wirbels und dem nach dem Zentrum wirkenden äußeren Luftdruck. Entsprechend der hohen Geschwindigkeit der rotierenden Gasteile besteht hier Gleichgewicht zwischen den Zentrifugalkräften und dem Luftdruck von außen bei einem Wirbeldurchmesser von 5 bis 20 cm. Die rotierenden Gase sind Teile der Blitzbahn und im Glühzustand. Ein solcher Wirbel hat alle Eigenschaften eines Kreisels. Der Einfluß der Schwerkraft tritt zurück gegen die Wirkung der Kreiselmomente. Die Bewegungen des Kugelblitzes sind daher in der Hauptsache gegeben durch äußere Zufälligkeiten. Die Stabilität des Kugelblitzes erhält sich meist nur kurze Zeit. Sobald das Gleichgewicht zwischen äußerem Druck und Zentrifugalkraft aufhört, dringt Luft in sein Zentrum und der Kugelblitz zerfällt, meist ohne Spuren zu hinterlassen. Die glühenden Gase des Kugelblitzes nehmen die Ladungen der sie erzeugenden Blitze an und wirken influenzierend auf ihre Umgebung. Der Kugelblitz haftet daher leicht an Metallteilen bzw. schwebt wie ein Kreisel über ihnen.

A. Meissner.

E. W. Marchant. Globular Lightning. Nature 125, 128—129, 1930, Nr. 3143. Verf. teilt die Beobachtung eines Kugelblitzes mit, die in Liverpool in einem geschlossenen Raum im Monat Dezember gemacht wurde. Das Verschwinden der Lichterscheinung erfolgte mit heftiger Explosion. Das Phänomen zeigte ähnlichen Charakter wie das vor einiger Zeit von Dr. Russell beschriebene.

F. Seidl.

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. C. R. 188, 1355—1358, 1929, Nr. 22. Mathias erläutert die Wirkungsweise des Blitzableiters

oder eines anderen gut mit dem Boden verbundenen Leiters (z. B. einer Wasserfläche) gegenüber einem Linien- und Kugelblitz und zieht daraus Schlüsse auf die im Blitz leuchtenden Massen. Da der Franklinsche Blitzableiter bei Kugelblitzen versagt, schlägt er als Schutz gegen diese Blitzform schwach geneigte Zinkdächer mit Dachrinnen vor, die gut geerdet sind. Er verhehlt sich allerdings nicht, daß dieser Schutz gegen sehr große und heftige Kugelblitze nicht genügen wird, vor allem, wenn sie von der Seite kommen.

K. Kähler.

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. Les formes serpentines. C. R. 189, 813—815, 1929, Nr. 21. Wenn Verunreinigungen, wie z. B. Schwefel, die Oberflächenspannung eines Kugelblitzes ändern, dann ändert sich auch die Gestalt des Blitzes und aus der Kugel wird ein Zylinder mit zwei Halbkugeln an den Enden. Manchmal tritt auch Serpentinengestalt auf. Es werden einige Beobachtungen von Kugelblitzerscheinungen mitgeteilt. Für ein gegebenes Volumen des Kugelblitzes wächst die Vergrößerung der Stabilität bei konstanter Temperatur mit $l^{1/2}$, wenn l die Länge des Zylinders bedeutet, zu welchem die Kugelgestalt umgebildet wurde. Es entsteht eine stabile Form, wenn das Verhältnis von l/R' nicht zu groß ist. Ist dasselbe sehr groß, dann tritt unter dem Einfluß eines leichten Stoßes wieder Kugelgestalt auf. R' bedeutet den Radius des Zylinders. Die Serpentinengestalt löst sich in sehr kleine und sehr stabile Kugeln auf. F. Seidl.

B. Walter. Über die in dieser Zeitschrift von G. Lachmann beschriebene Blitzaufnahme. Meteorol. ZS. 46, 337—344, 1929, Nr. 9. Die Tatsache, daß in der im Jahre 1901 von G. Lachmann beschriebenen und abgebildeten Blitzaufnahme die Teilentladungen mehrerer Blitze in vertikaler Richtung voneinander getrennt erscheinen, erklärt sich nicht, wie Lachmann angenommen hat, durch ein Aufsteigen des ganzen Blitzkanals infolge seiner hohen Temperatur, sondern einfach dadurch, daß die Aufnahmekamera sich in den fraglichen Augenblicken ein wenig in vertikaler Richtung bewegt hat. Durch diese kleine, wenn auch ungewollte und unregelmäßige Bewegung lassen sich ferner viele Einzelheiten über den Zusammenhang der verschiedenen Blitze dieser von dem Photographen P. Reinicke in Rudolstadt herrührenden Aufnahme aufklären, so über die Zeitfolge der Entladungen und vor allem über die Teilentladungen. Walter empfiehlt daher, bei Liebhaber-Blitzaufnahmen der Kamera stets eine kleine Bewegung zu geben, am besten so, daß man die Kamera mit beiden Händen fest an den Leib drückt und dann den ganzen Körper ganz langsam um seine Längsachse hin und her dreht. Will man auch die mitunter auftretenden horizontalen Blitze voneinander trennen, dann muß man gleichzeitig die Kamera ein wenig in vertikaler Richtung hin und her bewegen.

K. Kähler.

A. W. Simon. The electrostatics of the thunderstorm. Journ. Frankl. Inst. 204, 617—647, 1927, Nr. 5.

C. T. R. Wilson. Some thundercloud problems. Journ. Frankl. Inst. 208, 1—12, 1929, Nr. 1. In dieser Vorlesung, die von C. T. R. Wilson anlässlich der Verleihung der Franklinmedaille verfaßt und von Prof. Zeleny auf der Jahresversammlung des Franklininstituts im Mai 1929 vorgelesen wurde, trägt Wilson zunächst die aus seinen früheren Veröffentlichungen bekannten Ansichten über die Elektrizitätsverteilung in den Gewitterwolken vor. Wilson deutet bekanntlich die bisherigen Messungen des elektrischen Moments, der Regenerationszeiten, sowie vor allem der Spannungsänderungen beim Vorübergang einer Gewitterwolke so, daß er in der Wolke zwei Ladungen annimmt, und zwar muß nach ihm die

positive über der negativen liegen (positive Polarität der Gewitterwolken). Zum ersten Male äußert sich Wilson ausführlich zu der wichtigen Frage: Wie entstehen die Tropfenladungen in der Wolke? Die Simpsonsche Theorie versagt, weil nach ihr die großen Tropfen positiv, die kleinen negativ werden, wodurch unter der Wirkung der Schwerkraft eine negative Polarität entstehen müßte. Auch die Influenztheorie von Elster und Geitel bereitet nach Wilson Schwierigkeiten. Aber auch Wilson ist ebenso wie Elster und Geitel der Ansicht, daß die Hauptquelle der Elektrisierung das elektrische Feld ist. Man wird also diese Wilsonsche Vorstellung als die Wilsonsche Influenztheorie bezeichnen können. Wenn ein neutraler Tropfen durch ein positives Feld fällt, so wird seine Fallgeschwindigkeit weitaus größer sein als die Beweglichkeit der positiven Träger (Ionen). Wenigstens wird die Wanderungsgeschwindigkeit der schwerbeweglichen positiven Träger selbst in einem Feld von 10000 Volt/cm nicht größer sein als einige Zentimeter/Sekunde. Der fallende Tropfen muß nun an seiner durch Influenz positiv geladenen unteren Hälfte negative Träger anziehen und adsorbieren, während die positiven Träger die negativ geladene obere Hälfte nicht erreichen, weil sie den Tropfen nicht überholen können. Auch diejenigen positiven Träger, die unterhalb des Tropfens im Feld nach oben geführt werden, werden durch die positiv geladene untere Tropenhälfte abgestoßen und um den Tropfen herumgeführt. Der Tropfen fängt also nur negative Ionen, und zwar um so mehr, je größer die auf ihm induzierte Ladung ist. Für einen Tropfen von 1 mm Radius beträgt die in einem Feld von 10000 Volt/cm induzierte Ladung etwa $\frac{1}{4}$ elst. Einh. Wenn er auch nur ein Zehntel dieses Betrages an negativen Ladungen erwirkt, so wird seine Ladung etwa — 6 elst. Einh. pro Kubikzentimeter. Ein Tropfen von 0,1 mm Radius braucht im selben Feld nur ein Zwanzigstel der induzierten Ladung anzunehmen, um etwa — 30 elst. Einh./cm³ Ladung zu erhalten. Tröpfchen, die kleiner sind als eine gewisse kritische Größe, etwa 0,01 bis 0,001 mm Radius — diese Größe hängt ab von der Beweglichkeit der positiven Träger und von der Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen — werden nicht negativ, sondern positiv aufgeladen. Die Hauptquelle der Ionisierung in der Wolke, also der Entstehung der positiven und negativen Träger, ist nach Wilson die Spitzentaladung der aus-einandergezogenen Tröpfchen in dem starken Felde der Gewitterwolke. Auch kann das gewöhnliche Schönwetterpotentialgefälle den Prozeß bei den ja immer vorhandenen gewöhnlichen Ionen einleiten. Wegen der nach aufwärts gerichteten positiven Spitzentaladung unter der positiv bipolaren Gewitterwolke (Wormell, Schonland) werden die negativ geladenen Regentropfen nicht nur entladen, sondern sogar positiv aufgeladen, so daß am Erdboden ein Überschuß von positiven Regenladungen anlangt. In einem umgekehrten Feld (mit negativem Potentialgefälle) ohne Spitzentaladungen werden fallende Tropfen durch die Umkehrung des oben für ein positives Feld beschriebenen Influenzprozesses sich direkt positiv aufladen müssen. Das Überwiegen positiver Regenladungen kann also auch nur eine Folge vorherrschend negativen Potentialgefälles in den Wolken sein. Wilson bespricht dann die Vorgänge oberhalb der Gewitterwolke, auf deren Bedeutung er ja schon früher hingewiesen hat, ferner die Entstehung der negativen Erdladung, wobei die neueren Arbeiten von Whipple mit herangezogen werden, und schließlich die durchdringende Strahlung, die in den Gewitterwolken entstehen kann. Diese schon bei einem früheren Vortrag in London vorgetragene Hypothese ist, wie Wilson selber zugibt, etwas kühn und bisher kaum bewiesen. *K. Kähler.*

E. Walles. Bestimmung der Eveschen Zahl mit einer Seifenblase als Ionisationsgefäß. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (B) 21, 4 S., 1929, Nr. 7. Mit Hilfe eines Radiumpräparats bekannten Ra-Gehalts wird die durch die

γ -Strahlung in einem „wandlosen“ Ionisationsgefäß (Seifenblase mit Innenelektrode) erzeugte Ionisation gemessen. Zur Entfernung der α - und β -Strahlen ist das Präparat zuerst in zwei dünnwandige Glasrohre, dann in ein Bleirohr von 7 mm Wandstärke eingeschlossen. Für die dadurch nötige Absorptionskorrektur wurde ein Wert 9,64 für den Absorptionskoeffizienten der γ -Strahlung in Pb verwendet. Die austretende γ -Strahlung wurde bis auf ein konisches, die Seifenblase gerade umfassendes Bündel ausgebündelt. Nach verschiedenen Korrekturen errechnet der Verf. einen Wert $3,76 \cdot 10^9$ für die Evesche Zahl (Zahl der Ionenpaare pro Kubikzentimeter und Sekunde, die vom durchdringenden Anteil der γ -Strahlung von RaC erzeugt werden), während sonst gewöhnlich der Wert $4,0 \cdot 10^9$ angenommen wird.

K. W. F. Kohlrausch.

P. Schwartz. Sur un procédé de visée radioélectrique applicable à la Géodésie. C. R. 186, 73, 1928, Nr. 2.

H. Ebert.

Joseph G. Brown. Variation of the electric potential gradient in the lower atmosphere. Phys. Rev. (2) 35, 135, 1930, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das mittlere elektrische Feld in der unteren Atmosphäre ist durch eine negative Oberflächenladung und eine positive Raumladung gekennzeichnet. Die mittlere Verteilung der positiven Raumladung kann aus den Werten des Potentialgradienten in verschiedenen Höhen errechnet werden, da $d^2V/dh^2 = -4\pi\rho$. Eine Näherungsrechnung zeigt, daß sich 50% der Ladung im ersten Kilometer, 18% im zweiten usw. befinden. Änderungen der mittleren Verteilung führen zu Änderungen im Potentialgradienten an allen Punkten dadurch, daß die relativen Beträge der Raumladungen entweder in horizontalen Schichten oder vertikalen Säulen geändert werden. Ausdehnung der Luft und Konvektionsströme sind die Ursachen. 7,5 m über dem Erdboden wurden ein Jahr lang der Potentialgradient und die Raumladung registriert und ihre täglichen Schwankungen mit dem täglichen System der Konvektion infolge der meteorologischen Elemente verglichen. Im allgemeinen entsprechen aufsteigende Ströme in der Nähe der Oberfläche einer Vergrößerung der Raumladung und des Potentialgradienten und umgekehrt. Das verlangt auch die Theorie. Staub, Rauch und Kondensation sind wichtige Faktoren, werden aber doch für die täglichen Schwankungen als sekundär angesehen.

Güntherschulze.

E. O. Hulbert. Ions and electrical currents in the upper atmosphere of the earth. Phys. Rev. (2) 34, 1167–1183, 1929, Nr. 8. Die Verteilung der Ionen auf der Erde wird hergeleitet aus den Gesetzen der Wiedervereinigung der Ionen und der Diffusion und dem Abtrieb der Ionen in dem erdmagnetischen Feld, dem Gravitationsfeld und dem elektrischen Feld. Es wurde die Verteilung der Ionen in Übereinstimmung gefunden mit den Ergebnissen der drahtlosen Telegraphie und mit Gunns diamagnetischer Theorie. Die durch das Gravitationsfeld abgetriebenen Ströme fließen hauptsächlich längs der Breite. Das elektrische Feld, vereinigt mit dem erdmagnetischen Feld, treibt die Ionen und Elektronen, die sich auf der Nachtseite der Erde befinden, mit Geschwindigkeiten von 100 und 200 cm sec⁻¹ aufwärts. Die Ionen und Elektronen vereinigen sich aber in Regionen von niedrigerem Druck nicht so, wie sie es sonst tun würden. Die Aufwärtsbewegung der Ionisation bewirkt eine Erhöhung der Kennelly-Heaviside-Schicht. Es ist schwer, auf Grund von Experimenten der drahtlosen Telegraphie festzustellen, wieviel von dem nächtlichen Anstieg der Schicht ein wirklicher Anstieg ist und wieviel ein scheinbarer Anstieg ist, bewirkt durch Gruppengeschwindigkeiten oder durch anderes.

F. Seidl.

E. V. Appleton. On Some Measurements of the Equivalent Height of the Atmospheric Ionised Layer. Proc. Roy. Soc. London (A) 126, 542—569, 1930, Nr. 803. Die Arbeit behandelt eine Reihe von Messungen über die äquivalente Höhe der ionisierenden Schicht (Heaviside) für 400 m-Wellen. Der normale Verlauf der nächtlichen Änderung der äquivalenten Höhe besteht in leichtem Steigen der Höhe nach Sonnenuntergang und Erreichen eines Maximums von durchschnittlich 126 km bei 30 bis 40 Minuten vor Sonnenaufgang, worauf ein plötzliches Absinken eintritt. Ein derartiger Verlauf würde zu erwarten sein, wenn man annimmt, daß die obere atmosphärische Ionisation durch Sonnenstrahlung (U. V.) verursacht wird. Diese Anschauung wird näher erläutert, wobei die Rolle der verschiedenen „Regionen“ (D und E) diskutiert wird. Abgesehen von diesem normalen Verlauf wurden aber auch Abweichungen und kompliziertere Erscheinungen beobachtet. So kann z. B. die äquivalente Höhe der ionisierten Schicht die Nacht über konstant in 100 bis 110 km bleiben. Für diese und andere Fälle werden theoretische Erklärungen versucht. In gewissen Fällen ist eine zweite ionisierende Schicht oberhalb der Kennelly-Heaviside-Schicht angenommen worden. Doch sind in dieser Richtung noch weitere Versuche notwendig.

R. Jaeger.

L. Martinozzi. Schema di disposizione per la misura della densità degli ioni nell' atmosfera. Cim. (N. S.) 6, 320—324, 1929, Nr. 8. H. Ebert.

Victor F. Hess. Neue Untersuchungen über die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland. Wiener Ber. 138 [IIa], 169—221, 1929, Nr. 3/4; Gerlands Beitr. 22, 256—314, 1929 (vgl. auch Phys. ZS. 29, 849, 1928). Die Fortsetzung der Untersuchungen des Verf. von 1927 auf Helgoland ergab 1928 eine befriedigende Klärung der Ionisierungsbilanz, auch über dem freien Meere. Der einzige Ionisator ist über dem freien Meere die Höhenstrahlung (jetzt vom Verf. „kosmische Ultrastrahlung“ genannt). In Landnähe tritt die ionisierende Wirkung der vom Lande stammenden radioaktiven Zerfallsprodukte in der Luft hinzu. Daß trotzdem die beobachteten Ionenzahlen gegen die Küste zu nicht merklich anwachsen, beruht darauf, daß die wachsende Zahl der Aitkenschen Kondensationskerne festländischen Ursprungs die mittlere Lebensdauer der Kleinionen immer mehr herabsetzt und so die Zunahme der Ionisation maskiert. Die neuen Versuche des Verf. wurden auf der störungsfreien Nordspitze auf Helgoland ausgeführt. Die Messung der Ultrastrahlung geschah mit zwei Kolhörsterschen Apparaten, deren Reststrahlung bekannt war. Die Erdstrahlung am Beobachtungsort wurde durch Vergleichsmessung im Boot auf See zu 4 J (Ionenpaare/cm³ sec), die Ultrastrahlung allein zu 2 J bestimmt. Bei reinem Seewind war der Emanationsgehalt der Luft stets etwa zehnmal kleiner als der mittlere Emanationsgehalt der Festlandluft. Zur Messung der mittleren Lebensdauer der Kleinionen wurde die früher verwendete Schweidlersche „Methode II“ durch Anbringung von Verbesserungen auf dreifache Empfindlichkeit gebracht. θ ist der reziproke Wert der Verschwindungskonstante β im Schweidlerschen linearen Wiedervereinigungsgesetz: $q = \beta n = n/\theta$; q ist die Ionisierungsstärke. Der Mittelwert von θ beträgt 100 sec, die Extremwerte 453 und 21 sec; für positive Ionen ist θ etwas kleiner als für negative. Große Werte treten bei Seewind, kleine bei Landwind auf. Beträchtlich ist der Einfluß der Zahl der Aitkenschen Kerne und der Sicht, indem große Werte von θ bei kleiner Kernzahl und bei guter Sicht auftreten. Kernzahl und Sicht verlaufen invers. Hoher Seegang vermindert θ infolge vermehrter Kernbildung aus zerspritztem Seewasser. Ferner wurde gleichzeitig gemessen die Zahl der Kleinionen n und der Großionen N im Kubikzentimeter. Das Verhältnis der Anzahl der ungeladenen

Kerne zur Anzahl der geladenen (Großionen) eines Vorzeichens war im Mittel $N_0/N = 2,24$. Der Koeffizient der Wiedervereinigung von Kleinionen mit Großionen ist im Mittel $\eta_2 = 6,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$. Die Kleinionenzahl wächst mit der Lebensdauer in Übereinstimmung mit der direkt gemessenen Ionisierungsstärke auf Grund der Bilanzgleichung. Aus den gleichzeitig beobachteten Werten von n , ϑ und q ergibt sich befriedigend die Ionisierungsbilanz für die Nordspitze von Helgoland bei den verschiedenen Windrichtungen und Graden der Luftreinheit. Für die Luft über dem freien Ozean wird mit $\vartheta = 230 \text{ sec}$ und $q = 2 J$ aus der Bilanzgleichung $n = 460$ gefunden, in guter Übereinstimmung mit den direkten Carnegiemessungen von n . Für die mittlere Kernzahl auf dem freien Ozean wird 800 im Kubizkentimeter angenommen.

Wigand.

Carl Störmer. Kortbølgelgekkøer fra elektronstrømme utenfor maanebanen og deres sammenhaeng med polarlyssets theori. Fysisk Tidsskr. 27, 149—150, 1929, Nr. 4/5. (Skand. Naturforscher-Vers. Kopenhagen, August 1929.) Ausführlicher Naturwissenschaft. 17, 643, 1929. Vgl. diese Ber. 10, 2167, 1929.

Kirsch.

Karl Störmer. The Distribution in Space of the Sunlight Aurora Rays. Nature 123, 82—83, 1929, Nr. 3090.

Carl Störmer. New Evidence of the Action of Sunlight on Aurora Rays. Nature 123, 868—869, 1929, Nr. 3110.

Carl Störmer. Solbelyste nordlysstraaler. Fysisk Tidsskr. 27, 150—151, 1929, Nr. 4/5. (Skand. Naturforscher-Vers. Kopenhagen, August 1929.) Kirsch.

Carl Störmer. Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. ZS.f. Geophys. 5, 177—194, 1929, Nr. 5/6.

L. Vegard. Variations of Intensity Distribution of the Auroral Spectrum and the Possible Influence of Sunlight. Nature 124, 947—948, 1929, Nr. 3138. Scheel.

Le Roy D. Weld. The analysis of cosmic ray observations. Phys. Rev. (2) 35, 295, 1930, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Keine Mitteilung von Ergebnissen. Güntherschulze.

R. A. Millikan and G. H. Cameron. New Results on Cosmic Rays. Nature 121, 19—26, 1928, Nr. 3036. H. Ebert.

A. Corlin. Zur Kritik von V. Oberguggenberger über den kosmischen Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung. Astron. Nachr. 232, 375, 1928, Nr. 5566. Scheel.

W. F. G. Swann. The variation of the residual ionization with pressure at different altitudes, and its relation to the cosmic radiation. Journ. Frankl. Inst. 209, 151—200, 1930, Nr. 2. Mit einem eisernen kugelförmigen Ionisationsgefäß von etwa 14,8 Liter Inhalt und 2,5 cm Wandstärke, das mit 5 cm Blei geschirmt werden konnte, wurde die Intensität der durchdringenden Strahlung in New Haven, Colorado Springs 2000 m und am Pikes Pak (4600 m) bei Überdrucken bis 70 kg/cm^2 geschirmt und ungeschirmt gemessen. Es ergab sich wieder die verzögerte Abnahme der Intensität mit wachsendem Druck. Die Diskussion zeigt, daß die Ergebnisse durch eine unendliche Anzahl je zweier Absorptionskoeffizienten oder durch drei Absorptionskoeffizienten darstellbar sind, von denen, wenn zwei gewählt werden, der dritte alle möglichen Werte innerhalb bestimmter Grenzen annimmt. Kolhörster.

W. Kaufmann. Bemerkungen zum sogenannten „Barometereffekt“ der Höhenstrahlung. ZS, f. Phys. 59, 573—578, 1930, Nr. 9/10. Die Intensität der Höhenstrahlung ist eine Funktion der über dem Beobachtungsort lagernden Atmosphärenschichten. Bezeichnet man daher die Insensitätsänderung mit der Höhe als Höheneffekt HE , die Änderung mit dem Barometerstand an ein und demselben Ort als Barometereffekt BE , so sollte bei reiner Absorptionswirkung $HE = BE$ sein. Da aber bei Schwächung auch Umwandlungen in weichere Streustrahlung bzw. Elektronenstrahlung stattfinden, die von der Ordnungszahl des absorzierenden Mediums abhängig sind, so könnte HE ungleich BE werden. Durch Bestimmung von HE aus drei Beobachtungsorten und BE wenigstens an einem ließe sich die Frage nach dem Verhalten beider unterscheiden. *Kohlörster.*

J. P. Jacobsen. Et nyt Apparat til Bestemmelse af Vaegtfyldeforskellen mellem to Prøver Havvand. Fysisk Tidsskr. 27, 151—154, 1929, Nr. 4/5. (Skand. Naturforscher-Vers. Kopenhagen, August 1929.) Beschreibung eines neuen Apparates zur Bestimmung von Dichteunterschieden an Seewasserproben. Prinzip: Die dichtere Probe wird, gefärbt, in eine Art Pipette gefüllt, die von der leichteren Probe umgeben ist. Werden Umgebung und Innenraum der Pipette in zwei verschiedenen Niveaus verbunden, so verdrängt im Inneren die leichtere Probe die schwerere von oben nach unten. Die treibende Kraft, d. i. der Dichteunterschied, wird durch die Geschwindigkeit dieses Vorganges gemessen. *Kirsch.*

G. R. Goldsbrough. The Tides in Oceans on a Rotating Globe. Part I. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 692—718, 1928, Nr. 778. *H. Ebert.*

Henry B. Bigelow. A developing view-point in oceanography. Science (N. S.) 71, 84—89, 1930, Nr. 1830. Es wird zunächst ein kurzer Überblick über die Entwicklung der Ozeanographie gegeben, dann vom Standpunkte des biologisch orientierten Ozeanographen die Notwendigkeit der Verknüpfung der verschiedenen physikalischen, chemischen und biologischen Forschungsmethoden gezeigt. *Haurwitz.*

H. R. Seiwell. Oceanographic investigations in the inshore waters of the Gulf of Maine. Science (N. S.) 71, 194—195, 1930, Nr. 1833. Kurzer Bericht über Methoden und Ergebnisse einer vom Buffalo-Museum in Gemeinschaft mit dem Mt. Desert Island Biological Laboratory und der Brown University unternommenen Forschungsfahrt. *Haurwitz.*

Rapport de la Réunion de l'ozone et de l'absorption atmosphérique. Gerlands Beitr. 24, Heft 1, 1929. Enthält folgende Vorträge: Ch. Fabry, Introduction; G. M. B. Dobson, Atmospheric Ozone; O. Hoelper, Diskussion mit Mr. Dobson; F. Linke, Bemerkung über die Mitteilung des Herrn Dobson; H. Buisson, Comparaison des mesures d'ozone faites à Marseille et à Arosa; R. Ruedy, Observations sur l'ozone faites au Canada; D. Chalonge et P. Götz, Comparaison entre les teneurs en ozone de la haute atmosphère pendant le jour et pendant la nuit; O. Hoelper, Über die spektrale Durchlässigkeit der Atmosphäre; H. Buisson, Spectrographe double pour la mesure de l'ozone atmosphérique; P. Götz, Der Aroser Ultraviolettspektrograph; H. Dember, Ein lichtelektrisches Universalspektrometer; P. Götz, Ozonbestimmung ohne Intensitätsmessung; Ch. Fabry, Remarques sur les coefficients d'absorption de l'ozone; R. Ladenburg, Bemerkung über die Absorptionskoeffizienten des Ozons; L. Lambrey et D. Chalonge, Structure de la bande d'absorption ultra-violette de l'ozone; R. Ruedy, Note on the study of atmospheric ozone; S. Rosseland, A theoretical

remark on the distribution of ozone in the atmosphere; F. Lindholm, Note sur l'absorption de l'ozone dans la partie infrarouge du spectre solaire; E. H. Gowan, The effect of ozone on the temperature of the upper atmosphere; F. Linke, Bemerkung über die Mitteilung von Gowan; S. Rosseland, On the temperature of the upper atmosphere; A. Ångström, La quantité d'ozone dans l'atmosphère et sa relation avec les problèmes climatologiques; V. Bjerknes, Sur les relations entre l'ozone et les mouvements de la troposphère; S. Chapman, On the variations of ozone in the upper atmosphere; L. H. Dawson, L. P. Granath and E. O. Hulbert, The attenuation of ultraviolet light by the lower atmosphere; E. Regener, Ozon und Leitfähigkeit der Atmosphäre; F. J. W. Whipple, Researches on the transmission of air waves to great distances; B. Gutenberg, Bemerkung über die Temperatur der Stratosphäre; Conclusions. Scheel.

A. H. R. Goldie. The Structure and Movement of the Atmosphere as affected by Diurnal Variations. Proc. Edinburgh 47, 326, 1926/27, Nr. 3.

R. Mügge. Über warme Hochdruckgebiete und ihre Rolle im atmosphärischen Wärmehaushalt. Veröffentl. d. Geophys. Inst. Leipzig 3, 239—266, 1927, Nr. 4.

Bernhard Haurwitz. Beziehungen zwischen Luftdruck- und Temperaturänderungen. Ein Beitrag zur Frage des „Sitzes“ der Luftdruckschwankungen. Veröffentl. d. Geophys. Inst. Leipzig 3, 267—335, 1927, Nr. 5.

H. Ebert.

Konrad Büttner und Erika Sutter. Der Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett. Naturwissensch. 17, 652, 1929, Nr. 33.

A. Ångström. Statistik och meteorologi. S.-A. Nordisk Statistik Tidskrift 1929, 229—235.

A. Ångström. Messungen der nächtlichen Ausstrahlung im Ballon. Beitr. Phys. fr. Atm. 14, 8—21, 1928, Nr. 1/2. Scheel.

Arthur Wagner. Einfluß der Thermometeraufstellung auf die Temperaturaufzeichnungen in Wien, Hohe Warte. Wiener Ber. 138 [2 a], 311—333, 1929, Nr. 5/6. Durch klimatische Verarbeitung des Wiener Beobachtungsmaterials wurde der Verfasser darauf aufmerksam, daß eine Versetzung der großen Thermometerhütte im Garten der Zentralanstalt zu Wien, die am 25. Mai 1899 erfolgte und bei der die Hütte einige Meter an die Nordwand des Gebäudes herangerückt wurde, einen ganz beträchtlichen Einfluß auf den täglichen Temperaturgang hatte. Doch ist dieser Sprung im jährlichen Gang und im Jahresmittel nicht sicher erkennbar, so daß die Homogenität der langen Wiener Reihe durch diese Veränderung nicht betroffen erscheint. Durch die Verlegung der Hütte wurde eine Verkleinerung der Tagesschwankung der Temperatur bewirkt, und zwar der periodischen wie auch der aperiodischen. Als Vergleichswerte wurden die Jahre 1875 bis 1899 dem Zeitraum 1900 bis 1925 gegenübergestellt. Ferner standen für die Jahre 1904 bis 1908 vier Vergleichstationen (eine große Wildsche Hütte im Garten der Zentralanstalt, zwei Blechbeschirmungen an der Nordseite des Anstaltsgebäudes im ersten und zweiten Stock und ein kleines Jalousiehäuschen an der Nordseite des Turmes) zur Verfügung. — Schließlich geht der Autor noch mit einigen Worten auf die Frage der Art der Thermometeraufstellung überhaupt ein.

M. Toperczer-Wien.

N. Passerini. Sopra le temperature minime a differenti piccole altezze sul suolo. Lincei Rend. (6) 10, 582—584, 1929, Nr. 11.

Anton Huber. Temperaturanstiege und Maxima bei Nacht als regelmäßige Erscheinungen des Temperaturverlaufes. S.-A. Deutsch. Meteorol. Jahrb. Bayern 1926, 46 S. Habilitationsschrift, Technische Hochschule München.

Anders Ångström. The albedo of various surfaces of ground. Geogr. Ann. 1925, 323—342, Nr. 4. H. Ebert.

Eduard Stoecker. Zur Einführung der Entropie in die Behandlung der atmosphärischen Thermodynamik. Meteorol. ZS. 47, 11—14, 1930, Nr. 1. Verf. schlägt die Einführung der Entropie statt der potentiellen Temperatur in die praktische Meteorologie vor und gibt einige einfache Relationen an; die Tephigramme werden nicht erwähnt. Haurwitz.

Napier Shaw. Distribution of Temperature in the First 25 Kilometres over the Earth. Nature 123, 906, 1929, Nr. 3111. In der kurzen Mitteilung wird empfohlen, zur Darstellung der Temperaturverhältnisse in der freien Atmosphäre sich der Linien oder Flächen gleicher Entropie zu bedienen, da sie bessere Aufschlüsse geben, als Flächen gleicher Temperatur. Gleichzeitig wird kurz die physikalische Bedeutung der Flächen gleicher Entropie (potentielle Temperatur) erwähnt. M. Toperczer-Wien.

H. Troeger. Zur Frage der Okklusion. Meteorol. ZS. 46, 361—362, 1929, Nr. 9. Es wird der Verlauf der Äquivalenttemperatur auf Bergstationen während des Vorüberganges einer Okklusion angegeben, und kurz auch ihre Bedeutung für die Frontendiagnose gezeigt. M. Toperczer-Wien.

Heinrich Seilkopf. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Grenzschicht. ZS. f. Flugtechn. 20, 375—379, 1929, Nr. 14/15. Die vorliegende Arbeit skizziert in ihrer Einleitung zunächst kurz die Hauptergebnisse der Prandtlschen Grenzschichtlehre der zähen Flüssigkeiten. In ihrem Hauptteil liefert sie ein verknüpfendes Referat über die Arbeiten Ekmans, der die Grenzschichtlehre auf die Atmosphäre anwendet, mit Arbeiten, die sich mit der empirischen Erforschung dieser Grenzschicht speziell beschäftigen. Aus Windbeobachtungen findet sich als Reibungshöhe über Land 600 bis 1000 m, über dem Meer 100 m; dem entsprechen Grenzschichten von 6 bis 10 m bzw. 1 m Dicke. Schließlich wird die Bedeutung der Grenzschichtlehre noch für die Erklärung einer Reihe meteorologischer Phänomene (Stromlinienverlauf an Berghängen, Föhn) dargestellt. M. Toperczer-Wien.

Wilhelm Schmidt. Strömungsforschung in freier Luft. ZS. f. Geophys. 5, 404—410, 1929, Nr. 8. (Vortrag Tag. D. Meteorol. Ges. Dresden, Oktober 1929.) Das vorliegende Referat des Verf. gibt einen kurzen Überblick über neue Untersuchungen auf dem Gebiete der Windstruktur. Die Versuche wurden über ganz verschiedenem Gelände angestellt, so am Flugplatz in Aspern, über Stoppelfeldern, bestandenem Rübenacker und schließlich im Winter über der gefrorenen Fläche des Neusiedlersees bei Wien. Es ergibt sich aus diesen Untersuchungen, daß reine Wirbelbildung eigentlich gar nicht vorkommt. Die Turbulenz besteht darin,

daß ganz unregelmäßige Stromfäden auftreten, eigentliche Wirbel scheint es nur in viel kleinerem Maßstab zu geben. Über ebenem Boden tritt die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe klarer hervor als über rauher Unterlage (Rübenfeld). Negative Geschwindigkeiten entstehen nicht am Boden, sondern erst in einiger Höhe darüber. Ein Teil der Unordnung in der Bewegung entsteht spontan in größerer Entfernung vom Boden in der Strömung selbst; ein anderer wird wohl durch die Rauigkeit der Unterlage erzeugt, klingt aber mit zunehmender Höhe rasch ab. Bis etwa 1 m Höhe ist der Einfluß des Bodens merkbar, es entspricht diese Schicht der „Grenzschicht“ der Laboratoriumsversuche. Die Versuche über gefrorenem See zeigten, daß die Luft über Eis wesentlich ruhiger fließt, als über offenem Wasser.

M. Toperczer-Wien.

W. B. Schostakowitsch. Über die Entstehung der Zyklen. Meteorol. ZS. 46, 347—351, 1929, Nr. 9. Der Verf. knüpft an die Defantschen Wellen an. Jeder Kontinent wird so zur Ursprungsstelle eines Zuges von Steig- und Fallgebieten. Aus ihnen (den Fallgebieten) entstehen nun in Gebieten, in denen infolge großer thermischer Gegensätze genügende Mengen potentieller Energie vorhanden sind, die Zyklen. Verf. untersucht zum Beweis seiner Anschauung den Zusammenhang zwischen Temperaturgradient und mittlerer Druckveränderlichkeit verschiedener Gebiete der Erde. Er findet, daß Gebiete mit großem Temperaturgradienten auch größere Zyklenfrequenz entspricht. M. Toperczer-Wien.

W. Khanewsky. Zur Frage über die Konstitution und Entstehung hoher Antizyklen. Meteorol. ZS. 46, 81—86, 1929, Nr. 3. Während über die Entstehung und den Aufbau der niederen Antizyklen schon Näheres bekannt ist, gibt es noch keine befriedigende Erklärung über die Entstehung und die Konstitution der „hohen“ Antizyklen. Der Verf. prüft eine von F. M. Exner aufgestellte Hypothese, nach der die über einer hohen Antizyklone vorhandene kalte Stratosphäre einfach primäre Ursache für den Druckanstieg am Boden sein soll, indem sie in einem Südstrom advektiv aus niederen Breiten herangeführt wird. Der Verf. prüft diese Hypothese an einem Spezialfall, der stationären Antizyklone vom 30. September 1908. Hierfür steht das Material internationaler Serienaufstiege zur Verfügung. Der Verf. findet die Anschauungen F. M. Exners nicht bestätigt. Im Gebiet der Stratosphäre fließen Nordwinde. Doch ist hierzu noch zu bemerken, daß auch die Schlüsse des Verf. uns nicht genügend beweiskräftig erscheinen. Eine stationäre Antizyklone, die in den folgenden Tagen an Intensität verliert, vermag nichts über die Entstehung hoher Antizyklen auszusagen. Zudem genügt zur Entscheidung dieser Frage wohl auch nicht die Untersuchung eines einzigen Falles. M. Toperczer-Wien.

O. v. Schubert. Die dreijährige Luftdruckwelle. Darstellung ihres Verlaufes auf der ganzen Erdoberfläche. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 8, 337—368, 1928, Nr. 6. Untersucht wird zunächst der Luftdruckverlauf von etwas über 70 gleichmäßig verteilten Stationen auf das Vorhandensein von Perioden. Zugrundegelegt ist ein Zeitraum von 30 Jahren (1887 bis 1916). Am stärksten ausgeprägt erscheint eine etwa 16jährige Periode. Da aber nicht genügend lange Reihen vorlagen, wurde zur Untersuchung der ebenfalls deutlich erkennbaren dreijährigen Periode geschritten. Als endgültiges Analysenintervall wurde der Zeitraum von 1896 bis 1905 gewählt. Nach Ausführung der harmonischen Analyse wurden Isamplituden- und Isphasenkarten gezeichnet. Es werden dann „Zustandskarten“ gezeichnet, die anschaulich das Fortschreiten der Welle dar-

stellen, und ferner kohärente Schnitte längs Linien gleicher Fortschreitungsrichtung gelegt. Die Schnitte geben das Bild einer stehenden Welle mit Knoten über der amerikanischen und norwegischen Küste des Atlantik und Bäuchen über Russland, Nordamerika und Nordatlantik. Die dreijährige Welle stellt eine bevorzugte Eigenschwingung der Atmosphäre dar. Sie beginnt mit einer Temperaturabweichung in niederen Breiten, die eine Änderung der Druckverteilung hervorbringt, durch die wieder Temperaturausgleich hervorgerufen wird. Der Normalzustand wird dabei jedesmal überschritten. *M. Toperczer-Wien.*

M. Loris-Melikof und A. Sinjagin. Numerische Charakteristiken der Zyklone und Antizyklone und ihre synoptische Interpretation. Gerlands Beitr. 24, 121–167, 1929, Nr. 2/3. Unter Charakteristiken verstehen die Autoren mathematisch definierte Größen, die gewisse Eigenschaften der barischen Gebilde exakt auszudrücken gestatten. Die vorliegende Arbeit bildet den ersten Teil einer umfangreicheren Untersuchung. Das erste Kapitel definiert das Defizit der Zyklone bzw. den Überschuß der Antizyklone. Unter dem Defizit D soll jene Luftmasse verstanden werden, die man zuführen müßte, um im Gebiet der betrachteten Zyklone Normaldruck (1000 mb) herzustellen. Eine analoge Definition gilt dann für den Überschuß P der Antizyklone. Ist $S(p)$ das von der Isobare p umschlossene Gebiet, so ist das Defizit gegeben durch:

$$D = A \int_{p_{\min}}^{p_0} S(p) dp.$$

Dabei ist A ein Umrechnungsfaktor, um D in Tonnen oder Kubikkilometer trockener Luft auszudrücken. Für den Überschuß gilt analog:

$$P = A \int_{p_0}^{p_{\max}} S(p) dp.$$

p_0 ist dabei der Normaldruck, p_{\min} , p_{\max} der tiefste bzw. höchste Druck in der Zyklone bzw. Antizyklone. Es werden nun Näherungsausdrücke abgeleitet, die gestatten, die Größen D und P aus flächentreuen Karten mit für die praktischen Zwecke hinreichender Genauigkeit zu ermitteln. Es wird ferner das Defizit als Funktion der Zeit betrachtet und es werden Zahlenbeispiele für diese Größen gegeben. Der zeitliche Verlauf der Größen $D(t)$, $P(t)$ gibt schon einen gewissen Überblick über die Lebensgeschichte des betreffenden barischen Gebildes. Die „Stärke“ einer Zyklone oder Antizyklone wird charakterisiert durch den Begriff der Intensität $\bar{D}(t)$ bzw. $\bar{P}(t)$. Ist S_0 das von der Normalisobare umschlossene Gebiet, so ist $\bar{D}(t) = D(t)/S_0(t)$, Analoges gilt für $\bar{P}(t)$. Die Intensität bezieht also Defizit oder Überschuß des betreffenden barischen Gebietes auf die Flächeneinheit (1 km^2) der von ihm eingenommenen Fläche. Es werden ferner Additionsätze für die früher definierten Größen abgeleitet. Es ist nicht stets zweckmäßig, die Größen \bar{D} und \bar{P} zu verwenden. Wenn eine kräftige Zyklone von kleinem Umfang in einer seichten Rinne tiefen Druckes liegt, würde man wenig charakteristische Werte der Intensität erhalten. Die Verff. führen daher Größen:

$$d_K(p, t) = \frac{\sum_{i=K+1}^{n-1} S(p_i, t)}{S(p_K, t)}$$

ein, die gestatten, die Intensität eines beliebigen von der Isobare p_K umschlossenen Teilgebietes zu charakterisieren. Zu jedem barischen Gebilde gehört also eine ganze Familie solcher d_K . Es zeigt sich nun, daß man die $d_K(t)$ darstellen kann als: $d_4(t) = A_K \cdot e^{-B_K t^2}$. Daraus folgt, daß das Wachstum einer Zyklone ebenso vor sich geht, wie ihr Absterben. Man kann also, wenn man für zwei Termine die Größen d_K bestimmt, den Verlauf der Zyklone vorausbestimmen. In obiger Formel ist dabei als Ausgangspunkt der Zeitzählung jener Zeitpunkt genommen, wo $d_K = A_K = \text{Maximum}$ ist. An verschiedenen Beispielen wird die Richtigkeit der Formel nachgewiesen. Zwischen den Werten A_i und B_i besteht die Beziehung: $B_i = \text{const}/A_i^2$, und ferner gilt für die zu verschiedenen d_K gehörigen A_K eine Beziehung: $A_K = A_0 - k \cdot b$, wobei A_0 , b gewisse für jede Zyklone charakteristische Konstante sind. Die Verff. führen ferner den Begriff: Schwerpunkt des Defizits (Überschusses) ein. Man kann die Größen D und P als negative oder positive Massen auffassen, die in einer gewissen durch die Druckverteilung gegebenen Weise über das betreffende barische Gebilde verteilt sind. Man kann nun die Projektion des Schwerpunktes dieser Massen auf die Erdoberfläche finden. Die Verff. zeigen, daß der Schwerpunkt viel geeigneter ist, die Bahn des Druckgebildes anzugeben, als das barische Zentrum. Schließlich wird noch gezeigt, daß die Defizitmethode auch geeignet ist, den mittleren Luftdruck der Erde oder der Hemisphären zu berechnen.

M. Toperczer-Wien.

Sir Richard Gregory. Weather Recurrences and Weather Cycles. Nature 125, 132—134, 1930, Nr. 3143. Die Arbeit gibt einen kurzen Überblick über einige Beiträge zur Frage der Witterungsperioden. Ausgehend von der „35jährigen Periode der Klimaschwankungen“ Brückners (1890) und den „Cold Spells“ Buchans (1869), zu denen unter anderen die bekannten Eisheiligen zu zählen sind, wird näher auf den meteorologischen Einfluß der 11jährigen Periode der Sonnenfleckenhäufigkeit eingegangen und ein besonders schönes Beispiel aus den Arbeiten von Brooks wiedergegeben, der die Wasserstände afrikanischer Binnenseen im Vergleich zur Kurve der Sonnenfleckenhäufigkeit gesetzt hat. Weiter werden unter anderem die von Hellmann aufgefundene Verdopplung der 11jährigen Periode im Regenfall Europas, sowie die Defantsche $3\frac{1}{2}$ -jährige Schwingungsperiode der Atmosphäre erwähnt. Die prognostische Bedeutung von aus vergangenen Beobachtungen abgeleiteten Periodizitäten ist im allgemeinen verschwindend wegen der großen Abweichung zwischen meteorologischen Einzel- und Mittelwerten, sowie wegen der auftretenden Wechsel in den Periodenlängen.

Pfeiffer.

H. Ertel. Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Becker über Reibung an Gleitflächen. Gerlands Beitr. 23, 10—12, 1929. Die Richtigkeit der von R. Becker in einer früheren Arbeit (Gerlands Beitr. 21, 162—172, 1929) gefundenen Ansätze wird bezweifelt, da bei der Transformation der Gleichungen aus der Horizontalen auf die schiefe Ebene der Gleitfläche die Schwerkraft nicht berücksichtigt wurde.

M. Toperczer-Wien.

R. Becker. Erwiderung auf die Einwände gegen meine Arbeit über Reibung und Gleitflächen. Gerlands Beitr. 23, 13—14, 1929. Für die Richtigkeit seines Ansatzes führt der Autor aus, daß der in die Gleitfläche fallenden Komponente der Schwerkraft durch eine ebenso große, jedoch entgegengesetzt gerichtete Komponente des vertikalen Druckgradienten das Gleichgewicht gehalten werde.

M. Toperczer-Wien.

H. Ertel. Weitere Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Becker über Reibung und Gleitflächen. Gerlands Beitr. 24, 363—365, 1929, Nr. 4. Es wird gezeigt, daß bei der Transformation von der horizontalen Ebene auf ein mit der Gleitfläche verbundenes Koordinatensystem, die explizit durchgeführt wird, die Schwerkompkomponente nicht, wie Becker geglaubt hat, kompensiert wird.

M. Toperczer-Wien.

R. Becker. Erwiderung auf die weiteren Bemerkungen des Herrn Ertel zu meiner Arbeit über Reibung und Gleitflächen. Gerlands Beitr. 24, 366—367, 1929, Nr. 4. Führt aus, die Rechnung von Ertel sei wohl richtig hinsichtlich der totalen Druckgradienten, doch habe er ja bloß die Gleichheit der horizontalen Druckgradienten vorausgesetzt. Die totalen Druckgradienten würden ja erst durch Hinzunahme der Schwerkompkomponente gleich. Daher bleibe auch die Richtigkeit seiner Resultate erhalten.

M. Toperczer-Wien.

E. O. Hulbert. Wind Mixing and Diffusion in the Upper Atmosphere. Phys. Rev. (2) 34, 161, 1929, Nr. 1. Gibt eine kurze Besprechung verschiedener neuerer Arbeiten (Maris, S. Chapman, Gunn, Pederson) über Vorgänge in den höheren Schichten der Atmosphäre (leitende Schicht, Ionisation) und ihren Zusammenhang mit Strahlung, Erdmagnetismus, Ausbreitung der Radiowellen.

M. Toperczer-Wien.

Ferd. Travniček. Die säkularen Schwankungen des täglichen Barometerganges und jene der interdiurnen Veränderlichkeit. Meteorol. ZS. 46, 311—315, 1929, Nr. 8. In Ergänzung früherer Untersuchungen wird gezeigt, daß der Einfluß verschiedener Tageszeiten auf den Barometerstand säkularen Schwankungen unterliegt. Die Differenz der Luftdruckwerte 21^h — 14^h zeigt den gleichen Verlauf wie die säkulare Variation der interdiurnen Luftdruckveränderlichkeit. Gegenüber Stationen der Niederung zeigt die Station Sonnblick (3106 m) gerade spiegelbildlichen Gang. Dies läßt darauf schließen, daß der Sitz der säkularen Unruhe in den unteren Schichten der Troposphäre sich befindet.

M. Toperczer-Wien.

W. Mische. Zur Berechnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Kältewellen. Meteorol. ZS. 47, 22—24, 1930, Nr. 1. Nachdem F. M. Exner bereits früher mit primitiven Hilfsmitteln eine Formel für die Ausbreitungs geschwindigkeit von Kältewellen mit in allen Höhen gleicher Temperatur auf gestellt hatte, entwickelt Verf. auf gleichem Wege die Formeln unter der Annahme mit der Höhe linearer Temperaturabnahme. Für die mittlere Geschwindigkeit v_m der kalten Masse an der Front ergibt sich

$$v_m = 0,95 \frac{\tau}{\sqrt{\gamma - \alpha}} \text{ m/sec},$$

wobei α und γ den tatsächlichen und adiabatischen Temperaturgradienten in grad/100 m bedeuten, τ den Temperatursprung am Boden.

Haurwitz.

H. Troeger. Die Form des Kaltluftsteinbruchs. Meteorol. ZS. 46, 362—363, 1929, Nr. 9. Für die Ansicht W. Königs, daß der Kaltluftsteinbruch manchmal in der Höhe früher einsetzen könne als am Boden, gibt der Verf. hier ein Beispiel an Hand der Lindenberger Fesselaufstiege.

M. Toperczer-Wien.

K. Knoch. Schneekristallformen. Naturwissenschaft. 18, 244—246, 1930, Nr. 11. Mit den gezeigten Formen ist der Formenreichtum der Schneekristalle durchaus nicht erschöpft. Die von Hellmann gegebene und hier wiederholte Klassifikation

soll wenigstens andeuten, welche Formen bisher zur Beobachtung gekommen sind. Sie zerfallen in die beiden Hauptgruppen der tafelförmigen und der säulenförmigen Schneekristalle. Die Erklärung dieser verschiedenartigen Formen hat A. Wegener (Thermodynamik der Atmosphäre) in Anlehnung an Untersuchungen von O. Lehmann in der Wechselwirkung zweier Vorgänge gesehen, nämlich in der bei wachsender Übersättigung eintretenden Skelettbildung und der bei abnehmender Übersättigung vor sich gehenden Ausfüllung der Skelette, indem sich dann Facetten ansetzen und die Sternform schließlich in die Plättchenform zurückgeführt wird.

Scheel.

Franz Baur. Der gegenwärtige Stand der meteorologischen Korrelationsforschung. Meteorol. ZS. 47, 42—52, 1930, Nr. 2. Abdruck des vom Verf. bei der Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Dresden 1929 gehaltenen Referates, über das bereits früher berichtet wurde. Haurwitz.

Hilding Köhler. Über die Koagulation in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 44, 41—46, 1927, Nr. 2. H. Ebert.

A. Wigand und E. Frankenberger. Die Beständigkeit und Koagulation von Nebel und Wolken. Phys. ZS. 31, 204—215, 1930, Nr. 5. Zum Studium des Aerosols eignen sich vorzüglich seine elektrischen Eigenschaften. Das Problem der elektrostatischen Beständigkeit von Nebel und Wolken ist von hervorragender Bedeutung für die Kolloidmeteorologie. Die Beständigkeit des Nebels ist mit seiner aeromechanischen Stabilität, dem auf die Kleinheit der Teilchen und den Strömungszustand der Luft zurückgeführten Schweben, noch nicht genügend erklärt. Wie das Auftreten scharfer Beugungsringe beweist, ist in Wolken und Nebel nach einiger Zeit die Tröpfchengröße überall die gleiche. Ebenso ist pausibel, daß im stationären Falle nach genügend langer Zeit die Nebeltröpfchen auch die gleiche Ladung besitzen. Annäherung der Nebeltropfen aneinander kann durch Wärme- und Luftbewegung bewirkt werden. Um die Vereinigung der Tropfen zu verhindern, müssen sie eine gewisse Minimalladung besitzen, deren Abstoßungskraft gerade groß genug ist, um den beiden genannten Einflüssen das Gleichgewicht zu halten. Wegen der starken Abnahme dieser Kraft mit der Entfernung genügt es, jeweils zwei Tropfen zu betrachten. Beim Zusammenfließen von Tröpfchen wächst die Beständigkeit des Nebels. Messungen von Wigand und Wittenbecher bestätigen die elektrostatische Beständigkeitstheorie. Bei Betrachtung der Koagulation in einer ungeladenen Regenwolke im Anschluß an Arbeiten von Smoluchowski zeigt sich, daß infolge der Wärmebewegung allein erst alle $3\frac{1}{2}$ Tage ein Teilchen verschwinden würde. Der Einfluß der Wärmebewegung allein kann also außer Betracht bleiben. Ist die Windgeschwindigkeit $W = 6 \text{ m/sec}$, das Geschwindigkeitsgefälle nach W. Schmidt $0,25 W$, so ergibt sich, daß im Mittel alle 8 Minuten ein Tropfen verschwindet. Dieser Wert ist ausreichend für die Erklärung der Regenmengen. Während bei gleich großen Tropfen, da ihre Relativgeschwindigkeit nahezu verschwindet, eine Polsterwirkung der dazwischen liegenden Luft nicht stattfindet, ist das bei verschiedenen großen Tropfen der Fall; sie haben eine beträchtliche Relativgeschwindigkeit, und infolgedessen verhindert die dazwischen liegende Luft in hohem Grade ihr Zusammenfließen. Haurwitz.

Réthly. Absolut trockene Luft. Meteorol. ZS. 47, 74—75, 1930, Nr. 2. Verf. berichtet über Beobachtungen der relativen Feuchtigkeit 0%, die er in Angora

machte, und gibt dazu die Diagramme des Hygrographen. Zweimal fand er absolute Trockenheit, die aber physisch nicht als unangenehm empfunden wurde.

H. Ebert.

Walter Knoche. Eine Methode zur angrenzenden Berechnung der Verdunstung. Meteorol. ZS. 47, 14–16, 1930, Nr. 1. Zur Auswertung von Verdunstungsmessungen können die Bigelowschen Formeln dienen (s. Meteorol. ZS. 1914, S. 509). Verf. gibt dafür einige Beispiele.

H. Ebert.

N. Szweikowski. Einfluß des Windes auf die Verdunstung einer ebenen Fläche. Gerlands Beitr. 24, 293–308, 1929, Nr. 2/3. Das Problem der Verdunstung in der ruhenden Atmosphäre ist durch das Gesetz von Maxwell theoretisch gelöst, und diese Lösung wird auch durch das Experiment bestätigt. Für die Verdunstung bei Vorhandensein von Wind gibt es aber bloß rein empirische Formeln, so vor allem die später von Trabert verbesserte Formel von Schirbeck, die Proportionalität der Verdunstungsgeschwindigkeit mit der Wurzel aus der Windgeschwindigkeit ergibt. Der Verf. leitet nun dieses auch durch die Erfahrung bestätigte Gesetz theoretisch ab. Ist ϱ die absolute Feuchtigkeit, D der Diffusionskoeffizient des Wasserdampfes, sei ferner v die konstante Windgeschwindigkeit parallel zur X -Achse eines passend gewählten Koordinatensystems, so lautet die Differentialgleichung der Verdunstung:

$$\Delta \varrho = \frac{v}{D} \frac{\partial \varrho}{\partial x}.$$

Dabei ist ferner noch der Verdunstungsprozeß als stationär und die Luftdichte als konstant vorausgesetzt ($\partial v / \partial x = 0$). Die Lösung der Differentialgleichung für den Fall einer unendlichen Verdunstungsebene parallel der Windrichtung ergibt eine Verdunstung proportional \sqrt{v} nach dem Gesetz von Schirbeck. Hierbei ist aber die seitliche Verdunstung am Rande vernachlässigt. Betrachtet man aber den allgemeinen Fall der Verdunstung von einer ebenen Fläche, so ist keine Proportionalität der Verdunstung mit \sqrt{v} vorhanden. Es ist nun verstärkte Dampfdiffusion vorhanden, sowohl senkrecht zur Windgeschwindigkeit als auch in der Windrichtung selbst. Dadurch wird die Verdunstung vergrößert. Die Abwesenheit seitlicher Diffusion, wie im Falle der unbegrenzten Verdunstungsebene, ist nicht nur eine hinreichende, sondern auch eine notwendige Bedingung für die Gültigkeit des Gesetzes von Schirbeck. Schließlich wird noch der Fall behandelt, daß die Diffusion in der Windrichtung vernachlässigt werden kann (Kanal parallel v) und die Methode auch auf den Fall ruhiger Luft angewendet.

M. Toperczer-Wien.

Anders Ångström. Über Variationen der atmosphärischen Temperaturstrahlung und ihren Zusammenhang mit der Zusammensetzung der Atmosphäre. S.-A. Gerlands Beitr. 21, 145–161, 1929. Die von A. Ångström seinerzeit abgeleitete Formel für die langwellige Gegenstrahlung der Atmosphäre in Abhängigkeit von Temperatur und Dampfdruck führte in Übereinstimmung mit Laboratoriumsuntersuchungen über die spektrale Absorption des Wasserdampfes zu einem wohlgegrundeten Verständnis des Vorganges der Erdausstrahlung. Nach Reduktion auf gleiche Temperatur und Feuchtigkeit mittels der erwähnten Formel zeigten nun Messungen der Ausstrahlung in einigen Nächten und anlässlich zweier Sonnenfinsternisse nach Verschwinden der Sonne eine allmähliche Zunahme der Gegenstrahlung bis zu einem Maximum, das im Falle des nächtlichen Ganges etwa 2 bis 3 Stunden vor Sonnenaufgang eintrat, worauf die Gegenstrahlung wieder (um etwa 5%) sank. Diese Erscheinung

erklärt A. Ångström sehr interessant durch die Hypothese, daß das Sonnenlicht die hohe Ozonschicht, die einer unbekannten, konstanten Ursache ihre Entstehung verdankt, tagsüber schwächt und dann im Laufe der Nacht die Menge des Ozons zunimmt. Dieser ist befähigt, eine Variation der die Erde verlassenden Ausstrahlung von maximal 25% zu bewirken, und seine Veränderungen werden vermöge seiner hohen Temperatur in einer kleinen Schwankung der atmosphärischen Gegenstrahlung erkennbar. Eine zuverlässige Bestätigung dieser Schlüsse und weitere Forschungen auf diesem völlig neuen Wege wären sicher sehr wertvoll.

Friedrich Lauscher-Wien.

Anders Ångström. On radiation and climate. Geograf. Ann. 1925, S. 122—142, Nr. 1/2.

C. Dorno. Die ultraviolette Sonnen- und Himmelsstrahlung in tropischen Gegenden. Naturwissensch. 18, 249—252, 1930, Nr. 12. H. Ebert.

A. Amerio, O. de Pasquale, V. Ricca. Misure pireliometriche eseguite sull'Aspromonte. Atti di Torino 64, 159—187, 1928/29, Nr. 9/10. Gegenüber der von den Verff. ausgesprochenen Hoffnung, aus ihren mit Pyrheliometern von Amerio in den Augustmonaten 1921 bis 1923 an zwei verschiedenen hohen Stationen (Polsi, 900 m und Montalto, 1958 m) in Südalabrien gleichzeitig vorgenommenen Sonnenstrahlungsmessungen eine Methode zur Solarkonstantenbestimmung aufzubauen zu können, muß auf die bekannten Einwände (vgl. z. B. Pernter-Exner, Meteorol. Optik, S. 750) verwiesen werden. Dagegen sind die Beobachtungen selbst recht beachtenswert, und zwar gerade für eine Bestimmung der Extinktion in der Luftsicht zwischen den beiden Orten sehr geeignet.

Friedrich Lauscher-Wien.

Charles Gallissot. L'observation des hétérogénéités optiques de l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 9S, 1927, Nr. 2. [Bull. Soc. Franc. de Phys. Nr. 240.] Untersuchung der optischen Unregelmäßigkeiten in der Atmosphäre. Es wird in Arbeiten, die sich über mehrere Jahre erstreckten, nach der Ursache einiger atmosphärischer Erscheinungen geforscht, ihre Periodizität beobachtet. Gleichfalls wird ein Zusammenhang zwischen dem Eintreten einer Erscheinung und der Änderung des Wetters festgestellt.

Spiller.

Friedrich Lauscher. Über den Trübungsfaktor. Meteorol. ZS. 47, 1—11, 1930, Nr. 1. In dieser Arbeit werden zwei Definitionen des von F. Linke eingeführten Begriffes des atmosphärischen Trübungsfaktors einander gegenübergestellt. Verf. weist mathematisch nach, daß die eigentliche Linkesche Definition T als Verhältnis der Extinktionskoeffizienten (von Lauscher „erste Definition“ genannt) den nach dem üblichen Schema gefundenen Werten von T entspricht, während die anschauliche Interpretation („zweite Definition“) T als Verhältnis der Luftmassen nur in gewisser Annäherung gelten kann. Trotz dieser begrüßenswerten Klarstellung ergeben sich für die Praxis hieraus keine grundlegenden Änderungen. Anschließend werden zwei zu denselben Zahlenwerten wie bisher führende tabellarische und graphische Methoden zur Berechnung von T gebracht. Es muß bei diesem Berechnungsgang die von F. Linke abweichende, für die Praxis weniger empfehlenswerte Definition der Luftmasseneinheit beachtet werden, um sonst leicht mögliche Mißverständnisse zu vermeiden. Zum Schluß bringt F. Lauscher einige Anwendungen seiner Ergebnisse. Referent möchte darauf aufmerksam machen, daß F. Lauscher seine sämtlichen angeführten Intensitäten konsequent auf die Smithonianskale bezogen hat; da in der Praxis neben dieser

noch die Ångströmskale besteht, so könnten sich leicht durch die unbeabsichtigte Vermengung beider Systeme nicht zu vernachlässigende Fehler einschleichen.

K. Feussner.

A. Siniagin. Verteilung der atmosphärischen Polarisation auf dem Himmelsgewölbe. Gerlands Beitr. 24, 273–292, 1929, Nr. 2/3. Die Arbeit gibt eine empirische Formel, durch die die Verteilung und Richtung der Polarisationsebene am Himmel angegeben wird. Die Polarisation ist gegeben durch Angabe von $K = P/(P + N)$, wobei P die Menge des polarisierten, N die Menge des unpolarisierten Lichtes bedeutet und durch den Wert des Winkels ξ , den die Polarisationsebene mit dem Vertikal des anvisierten Punktes einschließt. Beide Größen K und ξ , durch die das Vektorfeld der Polarisation dargestellt wird, sind Funktionen von Azimut und Höhe des anvisierten Punktes und von der Höhe der Sonne. Bezeichnet man mit α den Winkelabstand des Babinetischen Punktes von der Sonne — er ist ein neutraler Punkt und liegt bei Sonne im Horizont durchschnittlich $18^{\circ} 30'$ über derselben, nähert sich bei steigender Sonne derselben immer mehr und vereinigt sich bei Zenitstand mit ihr —, so lautet die empirische Formel der „Stromlinien“:

$$\left. \begin{aligned} x^2 &= \frac{z^2}{p^2} - \frac{y^2}{tg^2 \alpha - p^2} \\ x^2 + y^2 + z^2 &= 1 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} 0 &\leq p^2 < tg^2 \alpha. \end{aligned}$$

Unter „Stromlinien“ sind dabei jene Linien zu verstehen, deren Tangenten für jeden Punkt der Sphäre die Lage der Polarisationsebene angeben. Der Radius der Sphäre wird gleich 1 gesetzt und das Koordinatensystem ist beweglich und so orientiert, daß die X -Achse durch das Zentrum der Sphäre und die Sonne geht, die Z -Achse durch den Ursprung und einen auf dem Sonnenvertikal um $\pi/2$ oberhalb von ihr gelegenen Punkt, und die Achse $O Y$ senkrecht auf beiden steht. Es ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung.

M. Toperczer-Wien.

Konrad Büttner. Strahlungsmessungen im Flugzeug. Naturwissensch. 17, 877, 1929, Nr. 45.

Scheel.

H. Spencer Jones. The Light of the Night Sky: Analysis of Intensity Variations observed at the Capo, at Canberra and in England. Proc. Roy. Soc. London (A) 126, 246–259, 1929, Nr. 801. In Frage kommt hier nur die Intensität der gelbgrünen, zuerst von Wiechert am Nachthimmel konstatierten Nordlichtlinie, die im wesentlichen mittels der von Lord Rayleigh angegebenen Filtermethode (siehe diese Ber. 8, 1180–1181, 1922) verfolgt wurde. Lord Rayleigh fand eine seiner Vermutung nach mit der Sonnenfleckperiode verknüpfte langperiodische Intensitätsschwankung, ferner eine jährliche und eine tägliche Periode. Verf. untersucht eingehend auf diese Perioden hin die von ihm selber vom Oktober 1925 bis in die neueste Zeit am Observatorium bei Kapstadt, die 1926 und 1927 am Commonwealth Solar Observatory in Canberra (Australien) und die von Lord Rayleigh in Terling (Essex) vom Februar 1923 bis Januar 1928 durchgeführten Untersuchungen. Die langperiodische Schwankung kann trotz geringer Amplitude auch für Kapstadt als sichergestellt angesehen werden, wenn auch eine Beziehung zur Fleckenperiode nicht sicher daraus hervorgeht. Das Wachsen der Intensität nach 1923 in England kann nach Jones eventuell in näherer Beziehung zum Wachsen der \odot -Tätigkeit stehen. Die Canberra-beobachtungen sprechen weder für noch gegen eine solche Korrelation. Die tägliche Periode liegt in England in dem Sinne, daß die mittlere Intensität um

6 Uhr nachmittags 0,7 bzw. 0,8 mal schwächer ist als um Mitternacht; in Kapstadt ist die Amplitude jedenfalls sehr klein; die Canberrabeobachtungen scheinen im nämlichen Sinne zu liegen wie in England, erheischen aber eine Bestätigung durch weiteres Material. Über die Ursache der täglichen Schwankungen kann jedenfalls nichts gesagt werden, bevor ihre Größe in den verschiedenen Jahreszeiten genauer untersucht worden ist. Bei den jährlichen Schwankungen kommt für alle drei Stationen eine Überlagerung einer sechsmonatlichen und einer zwölfmonatlichen Komponente in Frage. Trotz Ausfalls der Beobachtungen während dreier Sommermonate in England sind auch hier die beiden Terme scharf voneinander getrennt. Die Amplituden beider Komponenten sind am größten in Terling, am kleinsten am Kap. Auch bei Berücksichtigung der wahrscheinlichen Fehlergröße ist hier die sechsmonatliche Komponente im Verhältnis zur anderen am stärksten ausgeprägt. In bester Übereinstimmung mit einer schon von Lord Rayleigh ausgesprochenen Vermutung ergibt sich, daß die Schwankungen in Terling in bezug auf die Phase umgekehrt verlaufen wie an den beiden südlich gelegenen Stationen. Sehen wir von dieser Phasenverschiebung ab, so erfordert vor allem die geringe Amplitude (übrigens für sämtliche Schwankungen) am Kap eine Erklärung. Verf. versucht, dies darauf zurückzuführen, daß Canberra und Terling im Gegensatz zu Kapstadt verhältnismäßig nahe an den magnetischen Polen liegen (Canberra 38° vom Südpol, Terling 43° vom Nordpol, Kapstadt dagegen 69° vom magnetischen Südpol entfernt). In ähnlicher Weise versucht er auch, indem er die Beziehung zwischen dem sechsmonatlichen und dem zwölfmonatlichen Term des Jahrestanges der Polarlichthäufigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Lage ins Auge faßt, das auffällige Überragen des sechsmonatlichen Terms in Kapstadt zu erklären. Jedenfalls erscheint es sehr wohl möglich, daß eine innigere Beziehung zwischen der Intensität der grünen Linie des Nachthimmels und der Sonnentätigkeit vorhanden ist, so daß die frühere scharfe Unterscheidung Lord Rayleighs zwischen dem eigentlichen „weltweiten“ Polarlicht und dem durch die grüne Linie charakterisierten „Nichtpolarlicht“ sich heute kaum mehr aufrechterhalten läßt. *Chr. Jensen.*

F. Dammeyer. Die ultraviolette Himmelsstrahlung in nördlichen Breiten. Strahlentherapie 35, 607–611, 1930, Nr. 3. Während in Muottas-Muraigl zwischen 10° und 40° Sonnenhöhe die ultraviolette Himmelsstrahlung das 1- bis 25fache des direkten Sonnenultravioletts beträgt, um dann bei 45° und 50° unter dessen Wert zu sinken, ist sie in Island zwischen 5° und 50° 3- bis 16mal so groß wie das direkte Sonnenultraviolet. Der starke Anteil der Himmelsstrahlung läßt auf eine Abnahme der Ozonschicht in den nördlichen Breiten schließen. *Risse.*

Ladislaus Górecki. Solarimeters and Solarigraphs. Simple instruments for direct readings of solar radiation intensity from sun and sky. Journ. Opt. Soc. Amer. 14, 149–158, 1927, Nr. 2. Der Mangel an Daten über Sonnenstrahlung ist hauptsächlich dadurch zu erklären, daß einfache, transportable Instrumente mit direkter Ablesung fehlen. Zur Ausfüllung dieser Lücke wird hier unter dem Namen „Solarimeter“ die Kombination einer modifizierten Mollschens Thermosäule mit einem elektrischen Meßinstrument (Typ eines einfachen Millivoltmeters) beschrieben. Die Thermosäule ist durch eine halbkugelförmige Schale aus Glas überdeckt und luftdicht verschlossen. Durch eine einfache Umschaltung läßt das Solarimeter sowohl die Messung der Einstrahlung von Sonne und Himmel auf die horizontale Fläche als auch die Messung der direkten Sonnenstrahlung auf eine gegen die Strahlungsrichtung senkrechte Fläche zu. Das „Solarimeter“ ist ein Relativinstrument, dessen Werte auf ein Absolutinstrument reduziert werden müssen. Es werden Anweisungen für den Gebrauch

und die Eichung des Solarimeters gegeben. Bei der Messung der Himmelsstrahlung soll die direkte Sonnenstrahlung nach der Kimballischen Methode abgeschirmt werden. Außerdem wird noch kurz ein registrierendes Solarimeter (Solarigraph) beschrieben. Der Verf. hebt noch die Wichtigkeit der Strahlungsmessungen für die verschiedensten Wissenschaften hervor.

Conrad-Wien.

Rudolf Meyer. Die Haloerscheinungen. Probl. d. kosm. Phys., herausgeg. v. Christian Jensen und Arnold Schwassmann. Bd. XII. Mit 2 Tafeln und 22 Fig. im Text. VIII u. 168 S. 1929. Wegen der Unübersichtlichkeit der weitverbreiteten Literatur wird die vorliegende Zusammenstellung über Haloerscheinungen von ganz besonderem Nutzen sein, zumal Verf. auch solche Erscheinungen behandelt, die noch keinen Eingang in die Fachliteratur gefunden haben. Auf die Beschreibung der Beobachtungstatsachen und eine allgemeine Deutung der Halo folgt die besondere Erklärung einzelner Formen und eine Anleitung zur Beobachtung. Daß dabei überall nach Möglichkeit auf die noch offenen Probleme hingewiesen wird, ist einer der besonderen Vorteile auch dieses Heftes der Sammlung.

Kohörster.

H. B. Maris. A theory of meteors. Terrestr. Magnet. 34, 309—316, 1929, Nr. 4. Das Leuchten der Meteorschweife wird folgendermaßen erklärt: Der Zusammenprall der Luftmoleküle mit dem Sternschnuppenkörper ist so heftig, daß jedes Luftmolekül eine kleine Explosion hervorruft, bei der 10 bis 100 Moleküle aus dem Meteorkörper herausgerissen werden. Die Strahlung stammt aus sekundären Zusammenstößen dieser Bruchstücke mit Luftmolekülen. Die Hauptmasse des Meteors wird nicht wesentlich erwärmt. Eine strahlende Gaskappe bildet sich erst in etwa 80 km Höhe.

J. Bartels.

G. A. Gambrzeff. Mechanische Integratoren zur Auswertung von Beobachtungen an gestörten Schwerkraft- und Magnetfeldern. Gerlands Beitr. 24, 83—93, 1929, Nr. 2/3. Die hier beschriebenen Apparate basieren auf der mechanischen Berechnung einiger Linienintegrale, durch die sich die ersten und zweiten Ableitungen des Potentials der Schwerkraft, sowie dasjenige der magnetischen Feldstärke ausdrücken lassen. Vorausgesetzt ist dabei, daß man die Potentiale der störenden Massen durch das Potential eines unendlich langen homogenen Zylinders von beliebigem Querschnitt angenähert ersetzen darf. In der Hauptsache besteht das Prinzip dieser Apparate in folgendem: Das Rad eines Planimeters befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems und sei parallel einer der Koordinatenachsen; durch den Ursprung gehe ferner ein Stab, der einen Fahrstift trägt und auf dem das Rad des Planimeters stehe. Wird nun mit dem Fahrstift der Zylinderquerschnitt umkreist, so ist die Drehung, die das Planimeterrad hierdurch erfährt, proportional g_y oder g_z , je nachdem, welcher Koordinatenachse es parallel war. Bringt man noch einen drehbaren Sektor an, dessen vertikale Achse durch den Fahrstift geht und der das Planimeterrad von oben berührt, so ist die Winkeldrehung des Sektors bei einem vollständigen Umlauf des Fahrstiftes proportional $\partial^2 W / \partial y^2 = - \partial^2 W / \partial z^2$. Durch Einführung eines weiteren Hilfsrades können dann auch $\partial^2 W / \partial y \partial z$ und die Komponenten der Magnetkraft gefunden werden. Ein System solcher Apparate ist dann zur Interpretation gravimetrischer und auch magnetischer Beobachtungen geeignet. Leider wird außer der Beschreibung nichts über praktische Ergebnisse berichtet.

M. Toperczer-Wien.

Heinrich Löwy. Über das Grundproblem der angewandten Geophysik und den elektrischen Nachweis von Erdöl. Naturwissensch. 15, 921—928,

1927, Nr. 47. Einleitend wird ein Überblick über die Anwendung der elektrischen Bodenforschungsmethoden gegeben. Der Verf. geht näher auf die Arbeitsmethode mit elektrischen Schwingungen ein. Aus der gemessenen Eigenwellenlänge (λ) und dem Dekrement (δ) einer Bodenantenne soll eine Detailanalyse des Erdinnern in trockenen Gebieten möglich sein. In der Erdkruste werden für diese elektrischen Untersuchungen fünf verschiedene Substanzen: 1. trockenes Gestein, 2. öldurchtränkte Stufenfolge, 3. süßwasserführendes Gestein, 4. salzwasserführendes Gestein, 5. erzführendes Gestein angenommen. Diese Schichten werden durch die Dielektrizitätskonstante ϵ und die elektrische Leitfähigkeit σ folgendermaßen charakterisiert:

	1.	2.	3.	4.	5.
ϵ	7	$7 < \epsilon_2 < 80$	80	80	$\epsilon_5 < 80$
σ	10^8	10^8	10^8	10^{11}	10^{13}

Es wird dann der Beweis geführt, daß mit den Hilfsmitteln der elektrischen Schwingungen aus zwei gemessenen Werten (λ , δ), die an demselben Punkt der Erdoberfläche gewonnen werden, sich in eindeutiger Weise feststellen lassen soll, ob das darunter befindliche Gestein einer der Konfigurationen 1 bis 5 angehört. Für die überaus vereinfachten Beispiele 1 bis 5 wird das Verhalten von λ und δ schematisch angegeben. Experimentelle Versuche in trockenen Gebieten sollen entscheiden, ob die mitgeteilte Methode alles hält, was der Verf. verspricht.

O. Meisser.

Risch. Messungen von Verkehrserschütterungen. S.-A. Verkehrstechn. 1929, Nr. 40, 4 S. Es wird darauf hingewiesen, daß zur Beurteilung der Beanspruchung von Bauteilen durch Erschütterungs Kräfte die Messung der Schwingungsamplitude nicht ausreicht, sondern auch die Messung der Beschleunigung und der Frequenz notwendig ist. Verf. verwendet ein von Ambronn, Göttingen, entwickeltes Meßgerät. Er läßt die Trägheitskraft einer Stahlmasse (500 g) auf piezoelektrische Quarzkristalle wirken. Die entstehenden elektrischen Ladungen werden an das Gitter einer normalen Doppelgitterröhre gelegt. Die Anodenstromschwankungen sind dann ein Maß für die Beschleunigung der tragen Masse und werden durch die Ausschläge eines Saitengalvanometers gemessen oder photographisch registriert. Angaben über das Isolationsvermögen der Röhrenanordnung werden nicht gegeben. (Vgl. hierzu: Piezoelektrische Messungen von Druck- und Beschleunigungs Kräften. Von J. Kluge und H. E. Linckh. ZS. d. Ver. d. Ing. 73, 1311, 1929; diese Ber. S. 209.) Die Eigenfrequenz der durch die Stahlmasse und die Quarzunterlage gegebenen Anordnung liegt zwischen 1800 und 2000 Hertz, also genügend hoch über den allgemeinen auftretenden Erschütterungsfrequenzen. Die Eigenfrequenz des Galvanometerfadens liegt zwischen 120 und 280 Hertz. Vergleichsmessungen mit einem Seismographen und mit dem Quarzbeschleunigungsmesser ergeben Abweichungen von -90 bis +250 %. Die Fehlanzeigen der auf mechanischem Prinzip beruhenden Seismographen sind auf die niedrigen Eigenfrequenzen dieser Instrumente zurückzuführen. Leider sind in der Arbeit keinerlei Registrieraufnahmen wiedergegeben.

Johannes Kluge.

O. Meisser und F. Wolf. Geophysikalische Messungen unter Tage. ZS. f. Geophys. 6, 18—21, 1930, Nr. 1. In anschaulicher Darstellung werden die Grundlagen für Drehwaagemessungen unter Tage ausgeführt und Ergebnisse von Messungen in einem Salzstock gezeigt. Es wird auf die Notwendigkeit hingewiesen, die Messungen durch Anwendung anderer geophysikalischer Methoden zu ergänzen.

K. Jung.

G. Boaga. A proposito di semplici e rapidi procedimenti topografici. Lincei Rend. 10, 575–581, 1929, Nr. 11. Es wird ein den Eötvösschen Formeln ähnliches rechnerisches Verfahren zur Geländereduktion des Gradienten abgeleitet. Bedeuten z_1 bis z_8 die in acht gleichabständigen Azimuten (bei der X-Achse angefangen) in den Entfernungen ϱ vom Instrument durch Nivellement bestimmten Geländehöhen über dem Fußpunkt, so stellen sich die Gradientenkomponenten der Geländewirkung dar in der Form

$$U_{xz} = \sum_{\varrho} \left\{ \begin{array}{l} a(z_1 \mp z_4 - z_5 \pm z_8) + b(z_2 \mp z_3 - z_6 \pm z_7) \\ - c(z_1^2 \mp z_4^2 - z_5^2 \pm z_8^2) + d(z_2^2 \mp z_3^2 - z_6^2 \pm z_7^2) \end{array} \right\} \text{Eötvös-Einheiten},$$

wobei über bestimmte Entfernungen ϱ zu summieren ist. Vergleichsmessungen zwischen Pendel und Drehwaage geben befriedigende Übereinstimmung, auch bleiben die Abweichungen zwischen den Ergebnissen bei Anwendung der Eötvös-schen Formel und der Formeln des Verf. innerhalb zulässiger Grenzen. K. Jung.

G. Aliverti. Misure di radioattività atmosferica. Atti di Torino 64, 97–103, 1928/29, Nr. 7 u. 8. Nach der Elster-Gerrelschen Drahtaktivierungsmethode wird die atmosphärische Radioaktivität auf dem 2900 m hohen Col d'Olen bestimmt. Der 15 m lange Draht wurde auf 2500 Volt geladen und zwei Stunden exponiert; die Analyse der vom aktivierte Draht hervorgerufenen Sättigungsstromkurven gestattete die Trennung der Radium- und Thoriumaktivität; in der folgenden Tabelle bedeutet A den Voltabfall in einer Stunde pro 1 m des Drahtes, gemessen an neun Tagen; A_R den Anteil des Radiums. $A - A_R$ gibt den Thoriumanteil. Die letzte Zeile gibt den Feuchtigkeitsgehalt in Prozenten, mit dem ein gewisser Parallelismus herrschen soll.

	4. VIII.	6. VIII.	7. VIII.	8. VIII.	9. VIII.	10. VIII.	11. VIII.	12. VIII.	14. VIII.
$A . .$	223	193	183	333	265	290	224	288	253
$A_R .$	220	186	176	330	255	282	219	283	246
$\% . : .$	74	51	20	52	44	68	56	75	75

K. W. F. Kohlrausch.

R. v. D. R. Wolley. On the Central Intensities of some Absorption Lines in the Solar Spectrum. Month. Not. 90, 170–186, 1929, Nr. 2. Der Verf. sucht die Restintensitäten der K-Linie des Ca^+ und entsprechender Linien des Ba^+ zu erklären. Er zeigt, daß dieselben richtig dargestellt werden, wenn man nach Eddington eine Atmosphäre annimmt, in der sowohl wahre Absorption als auch eine Art Streuung wirksam sind.

Brück.

E. O. Hulbert. On the theory of the solar corona. Phys. Rev. (2) 35, 297, 1930, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird angenommen, daß die äußere Sonnenatmosphäre hauptsächlich aus geladenen Teilchen besteht, auf die die Gravitation, der Strahlungsdruck und das Magnetfeld der Sonne wirken. Durch die Wanderung längs der Magnetlinien sammeln sich die Teilchen in den tieferen Schichten der äußeren Sonnenatmosphäre an und verringern in ihnen durch ihren Diamagnetismus das Magnetfeld fast bis auf Null, so daß nur an den Polen ein Streufeld übrigbleibt. Damit werden die Koronaströme, die während der Sonnenfleckeminima besonders stark sind, in ihrer Gestalt auf das Magnetfeld der Sonne zurückgeführt. Die weitverbreitete strukturlose Koronahelligkeit dagegen, die von den tieferen Schichten ausgeht, röhrt von einer Häufung der Ionisation her, die das Magnetfeld schwächt und der Strahlung ermöglicht, die Teilchen auf große

Entfernungen hin zu treiben. Während der größten Sonnenaktivität ist in der äußeren Atmosphäre die Ionisation stark genug, um das Magnetfeld selbst an den Polen auf geringe Werte zu bringen, so daß die Korona sich überall nahezu gleichmäßig ausbreitet.

Güntherschulze.

J. Evershed. The Normal Wave-lengths of the Calcium Lines *H* and *K*, and the Relativity Shift of these Lines in the Prominences and Chromosphere. Month. Not. 90, 187—190, 1929, Nr. 2. Verf. unterzieht nochmals die Linien *H* und *K* einer genauen Wellenlängenbestimmung und findet aus einer Reihe von Messungen für *K* den Wert $\lambda = 3933,664 \text{ Å.-E.}$, für *H* $\lambda = 3968,471$. Beide Werte weichen von den Ergebnissen von St. John um $-0,003 \text{ Å.-E.}$ bzw. $-0,005 \text{ Å.-E.}$ ab. Der Anschluß geschieht an die Eisennormale $\lambda = 3930,300 \text{ Å.-E.}$, und zwar werden die Linien vermessen auf Aufnahmen, die von Sonnenspektra, und solchen, die vom Eisen-Calciumbogen herrühren. Als Aufnahmeapparate dienen zwei Prismenspektrographen mit hoher Dispersion und Auflösung und ein Gitterspektrograph. Verf. findet in allen Fällen (für beide Linien liegen etwa 100 Einzelmessungen vor) gute Übereinstimmung; die Abweichungen in den Messungen betragen im Maximum $\pm 0,0005$. Verf. bestimmt dann die Rotverschiebung der Linien im Sonnen- und Protuberanzenspektrum und findet bei Berücksichtigung des Druckeffektes im Bogen den Wert $+0,0151 \text{ Å.-E.}$. Dieser Wert ist etwa $+0,007 \text{ Å.-E.}$ zu groß, wofür keine Erklärung vorliegt.

K. Wurm.

Charles E. St. John. The unit character of multiplets. Astrophys. Journ. 70, 312—318, 1929, Nr. 5. Der Verf. bestimmt die Rotverschiebung der Linien von 21 ausgewählten Eisenmultipletts. Die Wellenlängen werden für das Sonnenspektrum der revidierten Rowlandschen Tabelle (Publications of the Carnegie Institution of Washington, Nr. 396; Papers of the Mount Wilson Observatory 3, 1928) entnommen; als Wellenlängewerte der Vergleichslichtquelle sind Messungen von Burns und Walter (Publications of Allegheny Observatory 6, 11, 1929) der Linien des Eisenvakuumbogens benutzt. Es zeigt sich, daß innerhalb eines Multipletts, abgesehen von einer sehr kleinen Abweichung zwischen starken und schwachen Linien, die Verschiebung dieselbe ist, verschiedene Multipletts aber eine verschiedene Rotverschiebung zeigen, und zwar zeigen die Multipletts, die in der Sonne mit größerer Intensität auftreten, eine größere Verschiebung. Beispielsweise zeigt eine Gruppe von neun im Violetten gelegenen Multipletts mit Maximalintensitäten zwischen 15 und 40 nach Rowland eine Verschiebung von $10,4 \text{ Å.-E.} \cdot 10^{-3}$ für die starken und $10,0 \text{ Å.-E.} \cdot 10^{-3}$ für die schwächeren Linien; drei andere in derselben Gegend liegende Multipletts mit der Maximalintensität 6 zeigen eine Verschiebung von $7,7 \text{ Å.-E.} \cdot 10^{-3}$ für die stärkeren und $7,4 \text{ Å.-E.} \cdot 10^{-3}$ für die schwächeren Linien. Die von der Theorie verlangte Verschiebung beträgt in dieser Spektralgegend ($\lambda \sim 4000 \text{ Å.-E.}$) etwa $8 \text{ Å.-E.} \cdot 10^{-3}$. Die Unterschiedenheiten der Verschiebung für verschiedene Multipletts sind durch die Tatsache erklärbar, daß die verschiedenen Multipletts infolge ihrer verschiedenen Anregungspotentiale (auf den unteren Zustand zu beziehen) in verschiedenen Schichten entstehen, wo nun die verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten einen Dopplereffekt überlagern.

K. Wurm.

Charles E. St. John. Excitation potential in solar phenomena. Astrophys. Journ. 70, 319—330, 1929, Nr. 5. Wie schon früher vom Verf. betont (Mount Wilson Contribution Nr. 348), wird die Schichtung in der umkehrenden Schicht über der Photosphäre weitgehend durch die Anregungspotentiale der verschiedenen

Atomzustände bestimmt, bzw. kann man umgekehrt aus den Anregungspotentialen die relativen Höhen der verschiedenen Zustände bestimmen. Es zeigt sich, daß bei Anordnung der Eisenmultiplets nach ihren Anregungspotentialen die Multipletts mit höheren Anregungspotentialen gegenüber solchen mit geringeren eine kleinere Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien aufweisen, obwohl dieselben Intensitäten vorliegen (vgl. vorstehendes Referat). Eine Reihe von Multipletts mit den Anregungspotentialen zwischen 3,2 und 4,3 Volt zeigen im Mittel eine Verschiebung von $9,2 \text{ Å} \cdot \text{E.} \cdot 10^{-3}$, während eine Anzahl von Multipletts mit Anregungspotentialen zwischen 0,93 und 1,0 Volt eine Verschiebung von $9,2 \cdot \text{Å} \cdot \text{E.} \cdot 10^{-3}$ aufweisen. Die Linien mit höherer Anregungsspannung entstehen näher der Photosphäre, da hier die Anregung stärker ist; die Differenz in der Rotverschiebung ist durch die verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten in den verschiedenen Schichten bedingt.

K. Wurm.

Paul Guthnick. Der Einprismensternspektrograph und das lichtelektrische Sternphotometer am 125 cm-Reflektor der Sternwarte Berlin-Babelsberg. Berl. Ber. 1930, S. 3–10, Nr. 1. Zum Zwecke gleichzeitiger spektrographischer und lichtelektrischer Beobachtungen an Sternen ist an der einen Beobachtungsöffnung des Cassegrainfokus des 125 cm-Reflektors der Spektrograph, an der zweiten Beobachtungsöffnung das lichtelektrische Photometer mit Schutzhülle angebracht. Um die lästige Notwendigkeit des beständigen Achtens auf die kardanische Aufhängung des Wulfschen Elektrometers bei der Bewegung des Reflektors zu vermeiden, wurde ein von Lindemann und Keeley [Phil. Mag. (6) 47, 577, 1924] konstruiertes und von Spindler und Hoyer geliefertes Quadrantelektrometer von sehr kleinen Dimensionen und einer Kapazität von nur 1 cm verwandt. Eine merkliche Änderung der Empfindlichkeit bei kleinen Neigungsänderungen scheint nicht vorhanden zu sein. Da ein Dreiprismenspektrograph aus äußeren Gründen nicht beschafft werden konnte, behaftet man sich mit einem Einprismenspektrograph, für welchen drei Kameras mit Brennweiten von 233, 480 und 720 mm vorhanden sind. Die Dispersion ist aus folgenden Werten in $\text{Å} \cdot \text{E.}/\text{mm}$ ersichtlich: bei der kürzesten Kamera von 31 bei $\lambda = 3609$ bis 116 bei $\lambda = 4977$; für die mittlere Kamera sind die Werte doppelt, für die lange, bis ins äußerste sichtbare Rot reichende Kamera dreimal so groß. Die sehr befriedigenden Ergebnisse der mit dieser geringen Dispersion erzielten Bestimmungen der Radialgeschwindigkeit für den Stern α -Lyrae ermutigten dazu, den Spektrographen für schwache Objektive mit einem System von noch geringerer Dispersion zu versehen. Die Firma Zeiss hat hierfür ein System von zwei Uviolkronprismen konstruiert. Die lichtelektrische Photometerapparatur enthält außer dem Lindemannelektrometer folgende besonders bemerkenswerte Einrichtungen. Wegen der thermischen Empfindlichkeit wurde der ganze Apparat bis zur Zellenkapsel mit einer zylindrischen Schutzhülle aus Aluminium, außen mit Tuch beklebt, umgeben. Diese Hülle und die metallischen Gaschläuche, durch welche die Zuleitungen zum Elektrometer führen, wurden geerdet. Eine solche Schutzausrüstung hat sich wegen der vielen Motoren und der freien Beweglichkeit der Leitungen als unentbehrlich erwiesen. Um die Spannung an der Zelle und am Elektrometer nicht ändern zu müssen, wurde die Empfindlichkeit des Apparates auf die schwächsten Sterne abgestimmt und hellere Objekte entweder mittels der Irisblende oder durch platinierte Neutralgläser der Firma Zeiss abgeschwächt. Das Arbeitsprogramm umfaßt zurzeit neun Sterne vom Spektraltypus B und A und versuchsweise zwei vom Typus F. Im ganzen sind während eines Jahres 800 Aufnahmen durchgeführt worden.

Stintzing.

Fr. Becker. Bemerkungen zum Spektrum des Neuen Sternes im Pictor. ZS. f. Phys. 60, 298–301, 1930, Nr. 5/6. Verf. beschreibt mehrere im Frühjahr 1928 in La Paz (Bolivia) erhaltene Objektivprismenspektrogramme der Nova Pictoris von 1925. Die Spektren zeigen auf einem kontinuierlichen Grunde Emissionslinien bzw. Banden, die im wesentlichen den Hauptemissionslinien in den Spektren der planetarischen Nebel entsprechen. Auffallend stark ist die OII-Linie $\lambda = 3728 \text{ \AA}$. Von Paraskevopoulos gemachte direkte Aufnahmen der Nova haben ergeben, daß die Nova aus einem Kern und einem diesen umgebenden Ring besteht. Diese Tatsache kommt auch in den Aufnahmen des Verf. zum Ausdruck, indem die monochromatischen Bilder der Nova bei $\lambda = 4686$ und der Gruppe $H\beta$, N_1 , N_2 den Nebelkern, bei $\lambda = 3728$ dagegen einen Ring zeigen. Verf. weist zum Schluß noch darauf hin, daß, wie gewöhnlich in den Spektren der Novae, auch bei Nova Pictoris die Intensität von $\lambda = 4363$ größer ist als die der Hauptnebellinien N_1 und N_2 .

W. Grotian.

W. Grotian. Bemerkungen über das Intensitätsverhältnis der verbotenen OIII-Linien in den Spektren der planetarischen Nebel und Novae. ZS. f. Phys. 60, 302–306, 1930, Nr. 5/6. Im Zusammenhang mit der vorstehend referierten Arbeit von F. Becker gibt Verf. eine Erklärung für das verschiedenartige Intensitätsverhältnis der verbotenen OIII-Linien $\lambda = 4363$, 5007 und 4959 in den Spektren der planetarischen Nebel und der Novae. Während die in den planetarischen Nebeln beobachteten Intensitätsverhältnisse im Einklang sind mit der Hypothese der ungestörten Emission der metastabilen Ionen, muß aus den Intensitätsverhältnissen der Linien in den Spektren der Novae geschlossen werden, daß beim ersten Auftreten der Nebellinien in den Nebelhüllen die Dichten noch so groß sind, daß die metastabilen O^{++} -Ionen teilweise durch Zusammenstöße vor der Emission vernichtet werden. Weiterhin wird der Schluß gezogen, daß der metastabile 1S_0 -Zustand des O^{++} -Ions eine wesentlich kürzere Lebensdauer haben muß als der 1D_2 -Zustand.

W. Grotian.

C. G. Abbot. Energy spectra of the stars. Astrophys. Journ. 69, 293–311, 1929, Nr. 4. Zunächst wird eine Radiometerapparatur beschrieben, die gegenüber der vom Verf. bei seinen Versuchen im Jahre 1923 benutzten verbessert worden ist. Dann wird über Messungen der spektralen Energieverteilung berichtet, die mit diesem Radiometer unter Benutzung des 100-Zöllers vom Mt. Wilson an 18 Sternen (bis hinab zu 3^m, 8) und zwei Planeten (Mars und Jupiter) gemacht worden sind.

Brück.

S. R. Pike. Note on the Separation of Gases in Prominences. Month. Not. 88, 635–640, 1928, Nr. 8.

Wurm.

Albrecht Unsöld. On the physical interpretation of spectroheliograms. Astrophys. Journ. 69, 275–286, 1929, Nr. 4. Die Theorie des Strahlungsgleichgewichtes wird angewandt auf eine Atmosphäre, in der die Absorptionslinien sowohl durch Resonanzstreuung als auch durch wahre Absorption erzeugt werden. Die Intensität der die Atmosphäre verlassenden Strahlung wird in Abhängigkeit vom Streu- und Absorptionskoeffizienten dargestellt. Die theoretischen Betrachtungen ergeben eine befriedigende Erklärung für die Tatsache, daß bei Spektroheliogrammen die in der Mitte etwa einer Ca⁺-Linie gemachten Aufnahmen höheren Ca-Schichten in der Sonnenatmosphäre entsprechen, als die im Licht der Flügel gemessenen. Weiter wird auf die Unterschiede zwischen Ca- und H-Spektrogrammen hingewiesen und eine Erklärungsmöglichkeit für gewisse auf der Sonne vorhandene Strömungen (Evershedeffekt) angedeutet.

Brück.

Olaf Devik. Maaling av gjennemtengende straaling i Norge. Fysisk Tidsskr. 27, 150, 1929, Nr. 4/5. (Skand. Naturforscher-Vers. Kopenhagen August 1929.) Hinweis auf kommende Veröffentlichung in Fachzeitschriften über drei Messungsserien in Trondhjem und Jostedalsbreen (2000 m über dem Meere).

Kirsch.

W. H. McCrea. On the Equation of State of an Ionised Gas. Proc. Cambridge Phil. Soc. 26, 107—114, 1930, Nr. 1. Beiträge zur Berechnung des Druckes in einem ionisierten Gase. Es wird zunächst auf die Frage, weshalb es zulässig ist, ein aus mehreren beweglichen Teilchen bestehendes Atom oder Ion bei der Berechnung seines Beitrages zum dynamischen Druck als ein einzelnes Teilchen zu betrachten, eine einfache Antwort gegeben. Sodann wird gezeigt, daß bei der Druckberechnung außer der „elektrostatischen Korrektur“ auch noch eine „dynamische Korrektur“ einzuführen ist, die von derselben Größenordnung wie jene, aber von entgegengesetztem Vorzeichen ist. Dadurch werden die von Eddington für Fixsternverhältnisse berechneten geringen Abweichungen vom idealen Gasgesetz etwa auf die Hälfte herabgesetzt, so daß sie vielleicht zu gering sind, um beobachtbare Effekte zu ergeben.

K. Przibram.

P. ten Bruggencate. Die Bestimmung einer allgemeinen Absorption des Lichts im Weltraum. ZS.f. Phys. 57, 631—637, 1929, Nr. 9/10. Eine eventuell vorhandene allgemeine Absorption des Lichts im Weltraum könnte die von uns heute angenommenen Dimensionen des weiteren wie des engeren Sternsystems wesentlich verfälschen, da jene auf photometrischen Entfernungsbestimmungen aufgebaut sind. Der Verf. gibt nach gewissen Betrachtungen über kugelförmige Sternhaufen eine Integralgleichung an, deren Lösung die Bestimmung jener Absorption gestattet, wenn man daneben noch die Annahme macht, daß dieselbe nur von der Entfernung von uns abhängen soll.

Brück.

Geophysikalische Berichte

Prof. F. M. Exner †. Nature 125, 419, 1930, Nr. 3150.

H. Ebert.

Handbuch der Experimentalphysik, herausgegeben von W. Wien und F. Harms. Bd. 25, I, Geophysik I. Teil, unter Redaktion von G. Angenheister. 699 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1928. Diese in zwei Bänden vorgesehene Darstellung der gesamten Geophysik, von der hier der erste Teil vorliegt, faßt das in der letzten Zeit so bedeutend angewachsene Gebiet geophysikalischer Forschung zusammen. Dem Charakter des Handbuchs der Experimentalphysik entsprechend, ist auf ausführliche und erschöpfende Darstellung der Meßmethoden und ihrer Resultate besonderer Wert gelegt, jedoch sind auch rein theoretische Erwägungen nicht ausgeschlossen worden und so weit angeführt, daß eingehendes Studium mit der angegebenen Literatur möglich ist. Möglichste Vollständigkeit, besonders auch der Literaturangaben, und konzentrierte Darstellung sind erstrebt, die Voraussetzungen an den Leser sind so bemessen, daß nicht nur der spezielle Geophysiker die Darstellungen verfolgen kann. Der Aufteilung auch nahe verwandter Gebiete unter verschiedene Verfasser ist es zu verdanken, daß jedem Darsteller nur solche Gebiete zugewiesen wurden, die er durch jahrelange eigene Arbeit beherrscht. Der vorliegende Band enthält die Physik der Atmosphäre und den Erdmagnetismus, der demnächst erscheinende zweite Band wird die Physik des Meeres, die Physik der festen Erde und die angewandte Geophysik bringen. Der Artikel Statik und Dynamik der Atmosphäre von A. Defant (A. Statik der Atmosphäre: I. Zusammensetzung und Aufbau der Atmosphäre, II. Darstellung des Druck- und Massenfeldes in der Atmosphäre, III. Die Strahlung der Sonne und der Atmosphäre, der Wärmehaushalt der Erde, IV. Die Verteilung der Temperatur in horizontaler und vertikaler Richtung, Beobachtungstatsachen, V. Die Kondensation des Wasserdampfes in der Atmosphäre; B. Dynamik der Atmosphäre: I. Einleitung, II. Thermodynamik der Atmosphäre, III. Dynamik der Luftströmungen, IV. Die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre, V. Die unperiodischen Druckänderungen der gemäßigten Breiten, Zyklonen und Antizyklonen, VI. Wetter und Wetterdienst) beschränkt sich auf die eigentlich physikalischen Erscheinungen und vermittelt den Übergang zur Meteorologie im letzten, ganz kurzen Kapitel. Gezeitenenschwingungen der Atmosphäre beschreibt J. Bartels (I. Beobachtungen der nach Sonnenzeit ablaufenden Druckschwankungen, II. Die Gezeitenkräfte, III. Beobachtungen der nach Mondzeit ablaufenden Druckschwankungen, IV. Theorie der Schwingungen der Atmosphäre). Der Artikel über Optik der Atmosphäre ist eines der letzten Werke des im Dienst verunglückten Frankfurter Privatdozenten W. Milch. H. Bendorff berichtet über atmosphärische Elektrizität (I. Allgemeine Übersicht, II. Der Leitfähigkeitszustand der Atmosphäre, III. Das elektrische Feld der Erde, IV. Der Elektrizitätstransport von, zu und in der Erde, V. Allgemeines über luftelektrische Messungen, VI. Methoden zur Ermittlung des Leitfähigkeitszustandes der Atmosphäre, VII. Methoden zur Messung des elektrischen Feldes der Erde, VIII. Methoden zur Messung der elektrischen Ströme in der Atmosphäre). Die Darstellung hält sich an das physikalisch Meßbare und Gegebene, ausführliche Zahlenangaben lassen die Größenordnungen der luftelektrischen Erscheinungen erkennen, und es wird nicht verschwiegen, wie weit man von befriedigender Erklärung des luftelektrischen Feldes noch trotz aller Bemühungen entfernt ist. Über das Nordlicht, besonders eigene Arbeiten, berichtet L. Vegard (I. Beschreibung der Leuchterscheinungen in bezug auf Form und Höhe über dem Erdboden, II. Festgestellte Beziehungen zwischen dem Nordlicht und dem Erdmagnetismus, III. Die zeitlichen

Änderungen und ihr Zusammenhang mit Erdmagnetismus und Sonnenflecken, IV. Erklärung des Nordlichts, V. Physikalische Nordlichtuntersuchungen, VI. Das Spektrum des Nordlichts und der Zustand der höchsten Atmosphärenschichten, VII. Experimentelle Prüfung der Vegardschen Nordlichthypothese). K. Büttner bringt einen zusammenfassenden Bericht über die durchdringende Strahlung, der dem Stand der Forschungen zur Zeit seiner Abfassung entspricht und, ergänzt durch die neuere Darstellung von Wölcken (ZS. f. Geophys. 1929), geeignet ist, in der schnellen Folge gerade dieser Forschungen als Ausgang zu dienen (I. Meßmethoden und irdische Strahlungsarten, II. Die Ultra- γ -Strahlung). Das Magnetfeld der Erde wird in umfassender Weise unter Hervorhebung des experimentellen Standpunkts gemeinsam von G. Angenheister und J. Bartels behandelt [I. Instrumente und Meßmethoden (G. Angenheister), II. Permanentes Feld und Säkularvariationen (J. Bartels); III. Periodische Variationen und Säkularvariation (J. Bartels), IV. Erdmagnetische Störungen (G. Angenheister)]. Zu erwähnen sind wie überall im Handbuch die ausführlichen Zahlenangaben und die große Zahl der Figuren.

K. Jung.

Leo Wenzel Pollak. Die Rationalisierung und Mechanisierung der Verwaltung und Verrechnung geophysikalischen Zahlenmaterials. Das Lochkartenverfahren. Naturwissenschaft. 18, 343—349, 1930, Nr. 16.

Erwin F. Freundlich. Bericht über die Potsdamer Sonnenfinsternis-Expedition nach Takengon-Nordsumatra 1929. Naturwissenschaft. 18, 313—323, 1930, Nr. 15.

H. Ebert.

H. J. Menges. Schutz wissenschaftlicher Instrumente gegen Erschütterungen. ZS. f. techn. Phys. 10, 472, 1929, Nr. 10. Mit einem mäßig stark aufgeblasenen Automobilreifen und einfachen Holzauflagen wird eine Instrumentaufstellung improvisiert, die sich zur Abdämpfung von Gebäudeerschütterungen bewährt hat.

K. Jung.

Arnaldo Belluigi. Possibilità pratiche di ricerche geofisiche. Estratto da l'Industria Mineraria, Rom, September 1929. Kurze Übersicht der praktischen Verwendbarkeit geophysikalischer Methoden.

Koenigsberger

Henning Kaufmann. Rhythmische Phänomene der Erdoberfläche. 347 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1929. „Das vorliegende Werk richtet sich ebenso an den Geographen und Geologen wie an den Physiker und Hydrotechniker. Darauf hinaus wendet es sich an all die Kreise der Gebildeten, die einer philosophisch vertieften Behandlung naturwissenschaftlicher Probleme Interesse entgegenbringen.“ In mühevoller, dankenswerter Arbeit hat der Verf. unter Heranziehung umfangreicher Literatur und Anführung zahlreicher Zitate das weite Gebiet rhythmischer Gestaltungsformen an der Erdoberfläche nach morphologischen Gesichtspunkten in synoptischer Weise dargestellt, um „einer allgemeinen physikalischen Morphologie die Wege zu weisen“. Inhalt: A. Darstellender Teil, Rippelmarken und Dünen; Schienenrifflern; Wasserwellen; Strandspitzen; Das Flussnetz; Die einzelne Flussader; Der Fließvorgang; Gerade Flussläufe mit Geschiebebewegung und mäandrierende Flussläufe; Büsserschnee; Strukturboden und Texturboden. B. Kritischer Teil. Stoff und Form in der Morphologie; Mechanisierung und Geometrisierung; Entwicklung?; Selbstverstärkung?; Mäandertheorien; Rhythmus und Periodizität; Selektion; Selbstdifferenzierung; Zur Physik der rhythmischen Phänomene; Der Formenschatz der geophysikalischen Phänomene mit Selbstdifferenzierung; Die kausal-analytische Methode; Das Kausalproblem.

K. Jung.

W. D. Lambert. Brun's Term and the Mathematical Expression for the Gravity Anomaly. Gerlands Beitr. 24, 371—377, 1929, Nr. 4. Der Verf. wendet sich gegen zwei von F. Hopfner in Gerlands Beitr. 22, 115—123 u. 124—132, 1929, Nr. 1 u. 2 veröffentlichte Abhandlungen, denen er vorwirft, daß sie durch die Außerachtlassung eines wichtigen Terms in den Formeln zu falschen Ergebnissen geführt haben. Daran anknüpfend, bemüht sich Lambert zu zeigen, daß die übliche Erklärung für die Schwerkraftanomalien und die sich auf sie stützende Beweisführung für das Bestehen einer ziemlich vollkommenen Isostasie in der Erdkruste nicht abänderungsbedürftig ist.

Hopfner-Wien.

F. Hopfner. Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn W. D. Lambert: „Brun's Term and the Mathematical Expression for the Gravity Anomaly“. Gerlands Beitr. 24, 378—379, 1929, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß Lambert in seinem Artikel in Gerlands Beitr. 24, 371—377, 1929, Nr. 4 ein Problem, das nach Ansicht Hopfners eine Aufgabe des Innenraumes ist, als eine Aufgabe des Außenraumes behandelt.

Hopfner-Wien.

W. D. Lambert. Bemerkungen zur Erwiderung des Herrn F. Hopfner. Gerlands Beitr. 24, 380, 1929, Nr. 4. Der Verf. ist der Ansicht, daß nur aus den Schwerkraftwerten für den Außenraum auf die Gestalt der Geoide geschlossen werden kann, so daß er berechtigt war, die behandelte Aufgabe als ein äußeres Problem zu behandeln. Auch steht nach der Meinung Lamberts das isostatische Reduktionsverfahren mit der Potentialtheorie nicht in Widerspruch.

Hopfner-Wien.

F. Hopfner. Zur Bestimmung der Erdgestalt nach isostatischen Gesichtspunkten. Gerlands Beitr. 25, 81—84, 1930, Nr. 1. W. Heiskanen hat in einer in den Astron. Nachr. 237, 73—74, 1929, Nr. 5669 erschienenen Abhandlung zu den Arbeiten Hopfners (Gerlands Beitr. 22, 115—123, u. 124—132, 1929, Nr. 1 u. 2) Stellung genommen. Hopfner präzisiert nochmals seinen Standpunkt zum Problem Erdfigur und weist darauf hin, daß W. Heiskanen bei seiner Stellungnahme Irrtümer unterlaufen sind.

Hopfner-Wien.

F. Hopfner. Zur Dreiachsigkeit der Erdfigur und Begründung der Lehre von der Isostasie. Phys. ZS. 31, 289—296, 1930, Nr. 7. Diese Abhandlung ist eine Zusammenfassung jener Arbeiten des Verf., in denen er auf die Unzweckmäßigkeit der isostatischen Reduktionsverfahren bei der Bearbeitung von Schwerkraftmessungen und Lötablenkungen zur Bestimmung der Erdfigur hingewiesen hat. Nach Ansicht des Verf. tragen daher die von Helmholtz, Berroth, Heiskanen auf isostatischer Grundlage berechneten dreiachsigens Erdfiguren nichts zur Beantwortung der Frage nach der Dreiachsigkeit der Erde bei. Da der Verf. auch die Richtigkeit des bisher als gesichert hingenommenen Beobachtungsergebnisses von den Überschweren über den Weltmeeren bezweifelt, wird die Frage nach der isostatischen Massenlagerung im Erdinnern unter einem neuen Gesichtspunkt wieder aufgerollt.

Hopfner-Wien.

A. Prey. Über die Elastizitätskonstante der Erde. Gerlands Beitr. 23, 379—429, 1929. Mit der Frage nach den elastischen Gezeiten einer inhomogenen Kugel von veränderlichem Righeitskoeffizienten hat sich bekanntlich zuerst W. Schveydar befaßt. In diesem allgemeinen Problem ist der Fall der homogenen Erde von konstantem Righeitskoeffizienten als Sonderfall enthalten. Man müßte also auf die von W. Thomson und G. H. Darwin gegebenen Formeln zurückkommen, wenn in Schveydars Arbeiten jene beiden Konstanten Null gesetzt

werden, die die Zunahme der Dichte und Righeit nach dem Erdinnern hin charakterisieren. Sonderbarerweise erfüllen, wie A. Prey zeigt, die Formeln von Schwydar diese Erwartung nicht. Die elastischen Deformationen verschwinden, wenn die erwähnten beiden Konstanten Null gesetzt werden. Merkwürdigerweise zeigt sich dieselbe Erscheinung auch in den Formeln, die G. Herglotz für die elastischen Deformationen einer homogenen Kugel von veränderlichem Rigitskoeffizienten aufgestellt hat. Die Ursachen für das Versagen aller dieser Formeln werden von A. Prey im Zuge seiner Entwicklungen aufgedeckt. Prey legt seinen Untersuchungen das nämliche System partieller Differentialgleichungen wie Schwydar zugrunde, dessen Entwicklungen er auch in den Hauptzügen folgt; insbesondere behält Prey auch dessen Rigitgesetz sowie das Dichtegesetz nach E. Roche bei. Zur Bestimmung der übrigbleibenden drei Integrationskonstanten, die aus den Grenzbedingungen berechnet werden müssen, schlägt Prey einen Weg ein, der von jenem verschieden ist, den Herglotz und Schwydar gewählt haben. Es besteht kein Zweifel, daß das Verfahren der letztgenannten der Kritik Preys nicht standhält. Mit der Aufstellung dreier in den Integrationskonstanten linearer Gleichungen zu ihrer Bestimmung ist die Lösung des Problems vollkommen durchgeführt. Für die zahlenmäßige Berechnung der Konstanten n_0 und η im angenommenen Rigitgesetze stehen zwei Wege offen; man kann nämlich wie Schwydar das Formelsystem umkehren, um η aus einer Gleichung höheren Grades zu berechnen, oder man wählt eine Anzahl von Wertepaaren für n_0 und η — Prey untersucht im ganzen 26 Wertekombinationen —, aus denen man die zugehörigen Werte von h und γ berechnen kann. Sowohl die h - als auch die γ -Werte lassen sich durch Kurven darstellen. Als erstes sehr bemerkenswertes Resultat ergibt sich, daß die Schar der h -Kurven praktisch identisch ist mit der Schar der γ -Kurven; von einem Schnitt einer h -Kurve mit einer γ -Kurve kann also nicht die Rede sein. Hieraus folgt, daß die Größen h und γ als nicht unabhängig voneinander angesehen werden können und daß infolgedessen die Aufgabe unlösbar ist, aus den Beobachtungsgrößen h und γ die beiden Konstanten n_0 und η mit Sicherheit zu bestimmen. Aus dem punktweisen Zusammenfallen der beiden Kurvenscharen folgt weiter, daß zu einem vorgegebenen h ein ganz bestimmter Wert von γ gehört und umgekehrt. So gehört zu dem von Schwydar angegebenen Wert von 0,84 für γ der Wert $h = 0,17$, während dem aus den Polenschwankungen folgenden Wert 0,28 für h der Wert $\gamma = 0,74$ zugeordnet ist. Diesen Wert bezeichnet Prey als den wahrscheinlichsten für γ , und zwar aus der Erwägung heraus, daß die Unsicherheit im Werte von h nur $\pm 0,015$ beträgt, auch wenn die Bestimmung der Chandlerschen Periode um ± 10 Tage fehlerhaft wäre. Die Bestimmung von γ aus h ist somit erheblich sicherer als die Bestimmung von h aus den beobachteten Werten von γ , die zwischen 0,39 und 0,84 schwanken. Zur sicheren Bestimmung der Konstanten n_0 und η ist infolgedessen noch die Hinzunahme einer dritten Bedingung erforderlich, die durch seismische Beobachtung geliefert wird. Nach diesen liegt der Oberflächenwert der Rigit zwischen 2,50 und $3,08 \cdot 10^{11}$ (CGS). Der Schnitt der Kurve $n_0(1 - \eta) = 2,50 \cdot 10^{11}$ bzw. $n_0(1 - \eta) = 3,08 \cdot 10^{11}$ mit der Kurve $h = 0,28$ liefert die gesuchten Werte für n_0 und η . Als Endergebnis folgt für den Rigitskoeffizienten n in der Entfernung r vom Mittelpunkt der Kugel vom Radius $a: n = (16 \cdot 10^{11}) [1 - 0,83 (r/a)^2]$. Sie zeigt eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit der Formel von L. M. Hoskins $n = (16,95 \cdot 10^{11}) [1 - 0,85 (r/a)^2]$, der diese auf einem ganz anderen Wege und zum Teil auch unter anderen Voraussetzungen abgeleitet hat. Da die Seismologie bisher noch niemals Transversalwellen nachzuweisen vermocht hat, die tiefer als 2900 km in das Erdinnere eingedrungen waren, so daß die Vermutung aufgetaucht ist, daß die Erde in großen Tiefen möglicherweise unelastisch ist, hat Prey auch noch mit dem Ansatz

$n = n_0(r/a)^2 [1 - \eta(r/a)^2]$ seine Untersuchung wiederholt. Diesem Ansatz entspricht im Erdmittelpunkt der Righeitskoeffizient $n = 0$. Mit den Beobachtungsgrößen $h = 0,28$, $n = 3,08 \cdot 10^{+11}$ (CGS) ergab sich

$$n = (60 \cdot 10^{+11}) (r/a)^2 [1 - 0,95 (r/a)^2].$$

Seinen größten Wert, nämlich $15,8 \cdot 10^{+11}$, erreicht somit der Righeitskoeffizient unter den getroffenen Annahmen in einer Tiefe von $r = 0,72 a$, das ist in 1650 km.

Hopfner-Wien.

Hans Breyer. Über die Elastizität von Gesteinen. ZS. f. Geophys. 6, 98—111, 1930, Nr. 2. In der Abhandlung, eine auszugsweise Wiedergabe einer größeren Arbeit des Verf. (Über die Elastizität von Gesteinen, Beitr. z. phys. Erforschung d. Erdrinde, Heft 1, Geolog. Landesanstalt, Berlin 1929), wird nach Anführung des Versuchsmaterials und Beschreibung der Versuchsausführung über die Bestimmung des Elastizitätsmoduls und der federnden und bleibenden Lagenänderungen unter Berücksichtigung des Gefüges an einigen deutschen Erstarrungsgesteinen berichtet, wobei sich eine Übereinstimmung hinsichtlich der elastischen Eigenschaften mit den entsprechenden amerikanischen Gesteinsarten herausgestellt hat und festgestellt wird, daß bei gleichem Druck basische Gesteine einen größeren Elastizitätsmodul sowie eine kleinere federnde und bleibende Formänderung als saure Gesteine zeigen.

Hopfner-Wien.

F. Hopfner. Grundsätzliche Fragen bei der Berechnung der Schwerkraft. Gerlands Beitr. 25, 85—94, 1930, Nr. 1. In der Abhandlung wird erörtert, unter welchen Voraussetzungen das Kondensationsverfahren bei der Berechnung von Massenanziehungen zu Näherungen führt, die zu einem Vergleich mit den in der Natur vorliegenden Verhältnissen verwendbar sind. Der Artikel ist eine Stellungnahme zu einer Abhandlung W. D. Lamberts in Gerlands Beitr. 24, 371—377, 1929, Nr. 4.

Hopfner-Wien.

O. Meissner und H. Martin. Erhöhung der Meßgenauigkeit bei relativen Schweremessungen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 10, 57, 1929, Nr. 3. Kurze Mitteilung über einen in Jena gehaltenen Vortrag. Über den Inhalt vergleiche man ZS. f. Geophys. 5, 145—151, 1929, Nr. 3/4.

K. Jung.

E. A. Ansel. Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen. Gerlands Beitr. 25, 36—52, 1930, Nr. 1. Die zur Bestimmung des Mitschwingens nach der Zweipendelmethode vielfach gebrauchte Formel

$$\gamma = \frac{a_i}{A_i} \frac{T^2}{\pi} \frac{1}{t - t_0}$$

gilt streng für den Fall der Resonanz des treibenden und angetriebenen Pendels; es sollen also die ungestörten Schwingungszeiten der beiden Pendel einander gleich sein; überdies wird gefordert, daß $m_1 s_1 = m_2 s_2$ sei, unter m die Pendelmasse und s den Abstand des Schwerpunktes von der Achse verstanden. Eine bedeutsame Änderung tritt ein, sobald die Schwingungszeiten der beiden Pendel nicht mehr einander gleich sind; alsdann wird das Mitschwingen auch von der Differenz der beiden Schwingungszeiten abhängig, und zwar beeinflussen schon kleine Beträge des Unterschiedes in den Schwingungszeiten sehr beträchtlich das Mitschwingen. Allerdings wirkt sich seine fehlerhafte Bestimmung nur dann im Ergebnis der relativen Schwerkraftmessungen aus, wenn der Betrag des Mitschwingens an den Vergleichsstationen verschieden groß ist. In diesem Falle kann die fehlerhafte Bestimmung Veränderungen in der Pendellänge vortäuschen, wie an mehreren der

Praxis entnommenen Beispielen nachgewiesen werden soll. Ebenso kann die Vernachlässigung des Unterchiedes in der Schwingungsdauer der benutzten Pendel bei der Elimination des Mitschwingens nach dem Eliminationsverfahren zu unrichtigen Ergebnissen führen. Der Verf. empfiehlt daher, die Abstimmung der Schwingungszeiten so weit als möglich zu treiben; eine Übereinstimmung von der Größenordnung $4 \cdot 10^{-5}$ genügt nicht. Dagegen ist eine etwa vorhandene kleine Ungleichheit in den Pendelamplituden zu Beginn der Bewegung beim Eliminationsverfahren fast unschädlich.

Hopfner-Wien.

G. B. Gazzaniga. Pile di gravità. S.-A. Rend. Lomb. 1929, 7 S. Besteht zwischen den Elektroden in einem Elektrolyten ein Höhenunterschied, so entsteht bei Stromdurchgang eine elektromotorische Kraft infolge des Gewichtsunterschiedes der Plus- und Minusionen. Die Erscheinung wurde mittels Wechselstrom untersucht und eine theoretische Formel dafür abgeleitet.

I. Runge.

Arnaldo Belluigi. Gravimetria Mineraria. Sguardo Generale Al Vari Metodi Geofisici. Ind. Min. Roma 1928. Der Verf. gibt eine für Bergingenieure bestimmte, mit Beispielen versehene Übersicht der Schweremessungen mit der Drehwaage von Eötvös; andere geophysikalische Methoden sind kurz behandelt.

Koenigsberger.

Karl Schütte. Über den Schwereunterschied München—Potsdam. Münchener Ber. 1929, S. 85—93, Nr. 1. Die Neubestimmung des Schwereunterschiedes wurde mit drei Halbsekundenpendeln auf einem Einpendel-Wandstativ ausgeführt. Ein Mitschwingen des Stativs konnte niemals beobachtet werden. Die Anschlußmessungen stimmten nicht gut miteinander überein; Verf. nimmt an, daß sich alle drei Pendel während der Gesamtzeit gleichmäßig verkürzt haben. Das Ergebnis der Beobachtungen wird mit den Ergebnissen früherer Messungen (Anding 1898, Zapp 1909) verglichen; die Übereinstimmung mit dem Andingschen Werte ist sehr befriedigend.

Schmehl.

J. Jackson and W. Bowyer. The Shortt Clocks at the Royal Observatory, Greenwich, with Special Reference to the Effect of the Variation of Arc. Month. Not. 90, 268—278, 1930, Nr. 3. Gangänderungen der Uhren Shortt 3 und Shortt 11 lassen sich in der Hauptsache erklären durch 1. die Änderung des Ganges infolge Amplitudenänderungen, 2. den Einfluß des Luftdruckes, 3. eine langsame Abnahme der säkularen Beschleunigung des Ganges. Die Veröffentlichung enthält ausführliche Tabellen und einige Figuren.

K. Jung.

H. H. Turner. Discontinuities in the Variation of Latitude at Greenwich, 1900—27. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 259—272, 1930, Nr. 5. Dysons Werte des 14monatigen Gliedes der in Greenwich beobachteten Breitenschwankungen ändern ihren Charakter diskontinuierlich zu den Daten 1900,6. 1907,7, 1920,6, 1928,8, die mit Unstetigkeiten meteorologischer Beobachtungsreihen zusammenfallen. Das jährliche Glied verhält sich anders: seine Phase ist nahezu konstant, die Amplitude springt unregelmäßiger. Es lassen sich noch wesentlich längere Perioden der mittleren Breitenschwankung feststellen.

K. Jung.

C. E. Van Orstrand. On the Nature of Isogeothermal Surfaces. Sill Journ. 15, 495—519, 1928, Nr. 90. Der Verf. diskutiert den Temperaturgang in einigen Tiefbohrungen, berücksichtigt in bekannter Weise Lufttemperatur, Oberflächengestalt, verschiedene Wärmeleitung der Schichten, Radioaktivität, Einfluß von Wassermassen in den Synklinalen. An einem Beispiel aus den Ver-

einigen Staaten von Amerika wird dann der Einfluß eines ölführenden Salzdomes auf die Isothermen in größerer Tiefe gezeigt. In gut entwickelten Achsen der Antiklinale ist weiter die Erdtemperatur ein wenig höher als in Synklinalen und als in nicht gewölbten Schichten.

Koenigsberger.

Harold Jeffreys. The Effect on Love Waves of Heterogeneity in the Lower Layer. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 101—111, 1928, Nr. 2. *H. Ebert.*

J. Koenigsberger. Zur Erforschung der ersten 100 km Erdkruste. ZS. f. Geophys. 5, 289—299, 1929, Nr. 7. (Vortrag Geophys. Ges. Dresden 1929.) In dem Referat vor der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft wird kurz versucht, im wesentlichen auf Grund bekannter Ergebnisse und Folgerungen ein Bild der jetzigen oberen Erdkruste zu geben. Hierbei werden die geologischen und petrographischen Tatsachen aufgezählt, die nach Ansicht des Verf. neben den geophysikalischen Folgerungen zu beachten sind. Herangezogen werden neue Berechnungsmethoden zur Deutung der beobachteten erdmagnetischen und Gravitationsstörungen.

Koenigsberger.

Fridtjof Nansen. The earth's crust, its surface forms, and isostatic adjustment. Avhandl. Oslo 1927, Nr. 12, 122 S., 1928. Ausgehend von den auf der Skandinavischen Halbinsel festgestellten postglazialen Landhebungen unter besonderer Berücksichtigung der Strandterassen werden die Probleme der Isostasie und der isostatischen Ausgleichsbewegungen eingehend behandelt. Schweremessungen werden nur gelegentlich herangezogen. Inhalt: 1. The earth's crust and its surface. 2. The thickness of the continental crust. 3. The plastic substratum. 4. The movements connected with the isostatic adjustment of the earth's crust. 5. The magnitude of the last glacial depressions of Fennoscandia and the thickness of the last ice-cap. 6. The crust's capacity of close adaption to complete isostasy. 7. Isostasy and denudation of continents, the heights of mountains. 8. The oceanic transgressions. Ausführliche Literatur. *K. Jung.*

Erich von Drygalski. Die Gleichgewichtslage der Erdkruste und ihre Bewegungen. S.-A. Münchener Ber. 1928, S. 311—341. Eine kritisch zusammenfassende Betrachtung der mit der Isostasie zusammenhängenden Probleme. Es wird der Prattschen Anschauung der Vorzug gegeben, denn Ergebnisse der Erdbebenforschung, nach denen die Starrheit der oberen Erdschichten gerade in den Tiefen eine sprunghafte Zunahme aufweist, wo die plastische Magmaschicht liegen müßte, lassen sich schwer mit den Anschauungen Airys vereinigen. Plastische Zustände in der Erdkruste beruhen auf Druckänderungen, die von der Erdoberfläche ausgehen, sie treten schon nahe der Erdoberfläche auf und verursachen lokale isostatische Bewegungen. Druckänderungen werden von Lastenverlagerungen hervorgerufen, z. B. Abtragung, Sedimentation, Vereisung und Schmelzen des Inlandeises. Die glazialen und postglazialen Krustenbewegungen sind keine isostatischen Ausgleichsbewegungen, sondern sind epirogenetischer Art und thermisch bedingt.

K. Jung.

M. Hasegawa. Die Wirkung der obersten Erdschicht auf die Anfangsbewegung einer Erdbebenwelle. ZS. f. Geophys. 6, 78—98, 1930, Nr. 2. Der Verf. untersucht die Amplituden von Wellen, die an einer Grenzschicht der Erdkruste sowie an der Erdoberfläche reflektiert wurden unter der Voraussetzung, daß die Poissonsche Konstante und die Dichte in beiden Schichten gleich sind. Die einzelnen Wellen werden betrachtet und ihre Größenordnungen im Ver-

hältnis zueinander diskutiert. Der Emergenzwinkel, dem die folgenden Be trachtungen gewidmet sind, bietet die Möglichkeit, die einzelnen Wellen von einander zu unterscheiden. Der Einfluß verschiedener Werte der Poisson'schen Konstanten in beiden Schichten wird sodann untersucht und zum Schluß An wendungen auf Beben in Japan und auf Wellen von künstlichen Sprengungen gemacht. Für die Dicke der Kontinentschollen in Japan ergeben sich hiernach rund 50 km.

Gutenberg.

René Baillaud. Séismes et coups de toit. C. R. 190, 508—510, 1930, Nr. 8. Der Seismograph des Observatoriums in Marseille hat mehrfach Bergschläge und Erschütterungen von Sprengungen unter Tage registriert. Die Ausschläge zeigen ziemlich gleiche Amplituden und lassen darauf schließen, daß bei den Bergschlägen ungefähr die gleichen Gesteinsmassen bewegt wurden wie bei den Sprengungen (200 kg Dynamit). Es wird auf die Möglichkeit hingewiesen, durch Vergleich der Seismogramme von Beben und Sprengungen zu einer Abschätzung der bebenauslösenden Kräfte zu kommen.

K. Jung.

C. C. Ennis. On corrections to amplitudes and phase-angles computed by harmonic analyses for non-cyclic changes assumed to be linear. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag, Sept. 1927, S. 225 (Bull. Nr. 7).

K. Jung.

R. Köhler. Harmonische Schwingungen des Untergrundes. ZS. f. Geophys. 6, 123—126, 1930, Nr. 2. Die vom Verf. auf Anregung von Prof. Angenheister auf dem Observatoriumsgelände in Potsdam gemessenen harmonischen Schwingungen der nächtlichen Bodenunruhe können als reell angesprochen werden, da sie von Horizontalseismographen von verschiedener Konstruktion (Horizontal- und Vertikalpendel) und Eigenperiode übereinstimmend registriert wurden. Sie treten nur zeitweise auf, angeregt durch den Verkehr auf einer etwa 1 km entfernten Landstraße. Es wurden die Frequenzen 3,38, 10,1, 17,0 und 6,09 Hertz beobachtet. Diese Frequenzen treten einzeln auf, Überlagerungen kommen nicht vor. Die ersten drei Frequenzen verhalten sich nahezu wie 1 : 3 : 5 und können als Grund- und Oberschwingungen einer unten festgehaltenen Schicht gedeutet werden. Unter Annahme einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 700 m/sec berechnet sich deren Dicke zu 53 m, in guter Übereinstimmung mit einer Spandauer Bohrung (66 m) und der Dicke von 60 m, die Schneider aus seinen seismischen Messungen im Brunnen des Potsdamer Observatoriums berechnet hat. Die Frequenz von 6,09 Hertz scheint einer tieferen Schicht anzugehören. Tagsüber werden die angeführten Schwingungen in störender Weise von einer Frequenz von 2,4 Hertz überlagert, die werktäglich von Punkt 6^h bis Punkt 22^h registriert wird. Sie wird als erzwungene Schwingung angesehen, als Ursache kommen eine oder mehrere Maschinen in mindestens 2 km Entfernung in Betracht. Zum Schluß wird darauf hingewiesen, daß Suyehiro in Nahbeben gleichfalls Frequenzen im Verhältnis 1 : 3 : 5 festgestellt hat (Bull. Earthquake Research Inst. Tokyo 1, 59, 1926).

K. Jung.

J. C. Dobbie. The Ranges and Phase-displacements of the Earth and Ocean Tides. A New Investigation based on an Experiment by A. A. Michelson and H. G. Gale. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 233—259, 1930, Nr. 5. In der Abhandlung wird eine Reihe von Beziehungen zwischen den Amplituden und Phasen der Meeresgezeiten und der Tiden der festen Erdkruste abgeleitet; mit diesen Beziehungen sollen die von Michelson und Gale beobachteten Werte erklärt werden.

Hopfner-Wien.

G. Fanselau. Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Samoa. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 6, 65—68, 1930, Nr. 2. In Kurven- und Tabellenform werden die vorläufigen Ergebnisse der Berechnung des mondentägigen Ganges der erdmagnetischen Elemente in Samoa mitgeteilt. Der Rechnung liegt das von deutscher Seite in Samoa von 1905 bis 1920 gewonnene Beobachtungsmaterial zugrunde. Der äquatornahen Lage Samoas entsprechend tritt der Mondeinfluß besonders klar (H , Z) zutage. *G. Fanselau.*

Raymond Chevallier. Aimantation permanente de laves d'Islande et de Jean Mayen. C. R. 190, 686—689, 1930, Nr. 11. Handstücke von Laven wurden im Laboratorium auf ihre permanente Magnetisierung untersucht. Die Inklinationsrichtung der Magnetisierungsrichtung liegt zwischen 70 und 82° nördlich. Die Deklination ist sehr verschieden. Das magnetische Moment pro Kilogramm Lava wird für zwei Fundorte von Jean Mayen zu 2,2 und 4,1 CGS angegeben. Ein isländischer Lavastrom, etwa aus dem Jahre 1000, gibt den anomal hohen Mittelwert 9,5. Am Ätna war durchschnittlich 2,7 gefunden worden. *J. Bartels.*

Arnaldo Belluigi. Sulla Correzione Topografico-Magnetica. Estratto dagli Atti della Pontificia Accademia delle Scienze Lincei Anno LXXXII. Sessione VI des 19 Maggio 1929, Roma. Berechnungsweise der topographischen Korrektion für Berge und Täler bei magnetischen Messungen unter der teilweise richtigen Annahme homogener Magnetisierung bei beliebiger Begrenzung. Angabe der dann geltenden Formeln für ein unendliches Prisma mit rechtwinkligem Querschnitt; qualitative Bestätigung der Theorie durch Beobachtungen an dem Profil über eine Hügelreihe. *Koenigsberger.*

Richard Hamer. Transient earth currents accompanying the recent Newfoundland earthquake of 1929. Phys. Rev. (2) 35, 656—657, 1930, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus verschiedenen, teils von anderen, teils von ihm selbst gemachten Erfahrungen schließt der Verf., daß das letzte Erdbeben in Neufundland sowohl von elektrischen, wie magnetischen Störungen begleitet war. Vor einigen Jahren äußerte der Verf. die Vermutung, daß sich die Schwingungen der Elemente des Erdmagnetismus durch Erdströme erklären ließen. Wird das angenommen, so ist zu vermuten, daß Erdbewegungen von vorübergehender Bewegung freier Elektronen begleitet sind. Eine weitere Ursache ist vielleicht die vorübergehende Änderung der elektrischen Aktivität großer Mineralschichten. Auch Reibungselektrizität an einer Bruchstelle kann in Frage kommen. Ferner Polarisation und piezoelektrische Effekte. Durch Induktion oder durch Reibung breitet sich dann eine solche elektrische Störung rings um das Epizentrum nahezu mit Lichtgeschwindigkeit aus, während die Erdbebenwellen sehr viel langsamer laufen. *Güntherschulze.*

W. F. G. Swann. Note on activities in atmospheric-electric investigations. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag, Sept. 1927, S. 244—245 (Bull. Nr. 7). Verf. kündigt die Publikation einer neuen Arbeit an, in welcher die von ihm entwickelte Theorie über den Ursprung der elektrischen Erdladung, des erdmagnetischen Feldes und der Gravitation in erweiterter Form mitgeteilt werden soll. Die letzte Mitteilung erfolgte unter dem Titel: „The Earth's Electric and Magnetic Phenomena“ im Journal of the Franklin Institute for February 1926. Die angekündigte Publikation wird im Philosophical Magazine erscheinen. Es wird ferner bekanntgegeben, daß in Norwegen Untersuchungen über eine mögliche korpuskulare Strahlung kosmischen Ursprungs vervollständigt wurden. Die

Messungen ergaben, daß die absolute Größe eines Stromes, absorbiert durch einen Kupferzylinder von 20,6 cm im Durchmesser und 19,3 cm Höhe, nicht mehr als 1,5 % desjenigen ausmacht, welcher für die Aufrechterhaltung der Erdladung in Betracht käme. Verf. teilt mit, daß Untersuchungen über residuelle Ionisation in der Atmosphäre ausgeführt wurden, und zwar auf dem Gipfel des Pike's Peak, Colorado Springs und in New Haven. Zum Schluß wird über die Größe der magnetischen Felder des Jupiters und der Sonnenflecken berichtet. *F. Seidl.*

G. W. Kenrick and C. K. Jen. Measurements of the height of the Kennelly-Heaviside layer. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 711—733, 1929, Nr. 4. 1. Experimentelle Ergebnisse von Messungen der Höhe der brechenden Schicht nach der Gruppenverzögerungsmethode ergeben einen ausgesprochenen täglichen Gang: ein steiles Abfallen der Höhe bei Sonnenaufgang und ein langsameres Wiederansteigen am Abend. Kurz vor Sonnenaufgang steigt die Höhe noch einmal zu einem steilen Maximum an. 2. Bei der Messung bekommt man die „virtuelle“ Höhe nach der einfachen Triangulationsmethode. Die „wahre“ Höhe ist diejenige, in welcher der Wellenstrahl horizontal wird. Sie kann unter gewissen Voraussetzungen für die Verteilung der Ionisation berechnet werden. Die Rechnung wird für drei verschiedene Ionisationsgradienten (Berechnungsindex als Funktion der Höhe) durchgeführt. 3. Die Methoden der Gruppenverzögerung und der Frequenzänderung sind äquivalent. Durch sukzessive Approximation kann man das Verhältnis $\frac{\text{wahre Höhe}}{\text{virtuelle Höhe}}$ bestimmen. Die Resultate stimmen mit denen von Schelleng überein.

Schindelhauer.

Georg Goubau. Eine Methode zur Untersuchung von Echos bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre. Phys. ZS. 31, 333—334, 1930, Nr. 7. Senderseitig werden Impulse von einer Dauer von weniger als 10^{-4} Sekunden bei einer Wellenlänge von 500 m gegeben. Diese kurzzeitigen Impulse werden durch Ausnutzung der Spannungsstöße über einer stark gesättigten Eisendrossel, die in einem mit einem 500 Perioden-Generator gespeisten Schwingungskreis liegt, erhalten und folgen sich in einem Abstand von $\frac{1}{500}$ Sekunde. Die Registrierung der Empfangszeichen geschieht mit Hilfe eines Braunschen Rohres. Durch zwei zueinander senkrechte Magnetwicklungen, die von einem Röhrengenerator mit 500 Perioden gespeist werden, wird erreicht, daß der Strahl auf dem Schirm eine einfache geschlossene Figur beschreibt, die in $\frac{1}{500}$ Sekunde durchlaufen wird. Der Ablenkungskondensator des Rohres, der mit dem Empfänger verbunden ist, ruft bei jedem vom Empfänger aufgenommenen Impuls eine zusätzliche Ablenkung des Strahles hervor. Da die Expositionszeit bei photographischer Aufnahme über sehr viele Umläufe geht (Verf. gibt für seine Anordnung $\frac{1}{2}$ Sekunde an), ist es unbedingt nötig, auf dem Schirm des Rohres stehende Bilder zu erhalten. Dazu ist genaues Synchronisieren der Umlaufsfrequenz des Strahles mit der Frequenz des 500 Perioden-Generators des Senders nötig (erreicht durch gesonderten Empfang der Senderimpulse und Mitnahme der Frequenz des Röhrengenerators für die Speisung der Magnetwicklungen). Auflösungsvermögen der beschriebenen Anordnung 10^{-4} Sekunden (entsprechend einem Wegunterschied der Zeichen von 30 km). *Weihe.*

V. Schaffers. La mise à la terre des paratonnerres. C. R. 190, 669—670, 1930, Nr. 11. Es werden Versuchsergebnisse mitgeteilt, welche Aufschlüsse über eine zweckmäßige Blitzableiteranlage geben sollen.

F. Seidl.

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. Les globes excavateurs. C. R. 189, 1049—1051, 1929, Nr. 24. Es wird ein neuerlicher Beitrag zum Studium von Kugelblitzen geliefert und über ihre mechanischen Wirkungen, wie Aufschüttung des Erdreiches und ähnliches berichtet. *F. Seidl.*

F. Ollendorff. Über das Strahlungsfeld des Blitzes. Elektr. Nachr.-Techn. 7, 108—119, 1930, Nr. 3. Aus den Gleichungen für den Hertzvektor eines Dipols vom Moment m und dem Strommoment $J \cdot l$ wird das Strahlungsfeld einer senkrechten Blitzstrombahn der Länge $h = l/2$ zwischen Wolke und Erde berechnet. Der Blitzvorgang wird angenähert durch einen „Anlauf“ mit innerhalb der Zeit T_a linear vorwachsendem Blitzkanal (Vorwachsgeschwindigkeit $v = h/T_a$) und ein anschließendes exponentielles „Abklingen“ des Blitzstromes mit der Zeitkonstante T . Die Felder werden in Bereichen „nahe“ bzw. „fern“ dem Blitzstrahl untersucht; die zugehörigen Abstände r vom Orte des Blitzes entsprechen $r \leq c T_a$ bzw. $r \leq c T$ ($c =$ Lichtgeschwindigkeit). Dem Anlauf entspricht ein Strahlungswiderstand $40 \cdot (v/c)^2 \Omega$, was unter mittleren Annahmen für die Blitzgrößen eine Strahlungsleistung von 4000 kW ergibt. Der Abklingstrahlung entspricht ein Strahlungswiderstand von $10 \cdot 1/(c T) \Omega$, was ähnlich nur 40 kW ausgestrahlte Leistung ergibt. Im Blitzvorgang enthaltene gedämpfte Schwingungen bleiben in der Entfernung r unbemerkt, wenn ihre Frequenz $(\sqrt{3}/4 \pi) \cdot (c/r)$ und ihre Dämpfung $2 r/c$ beträgt. Somit läßt sich aus dem aufgenommenen Störungsverlauf der Blitzverlauf nur bis auf etwaige derartige Schwingungen niedriger Frequenz berechnen. Die Untersuchung des Einflusses der Störungen auf einen Empfänger mit der Durchlaßbreite $\omega_1 < \omega < \omega_2$ ergibt eine um so geringere Störwirkung, je höher die Eigenfrequenz des Empfängers und je kleiner $\omega_2 - \omega_1$ ist; der günstige Einfluß ist insbesondere nahe dem Blitzort wirksam. Durchweg ist der Anlaufvorgang als die hauptsächliche Störungsquelle anzusprechen. *Stoerk.*

J. J. Nolan and T. E. Nevin. The Effect of Water Vapour on Diffusion Coefficients and Mobilities of Ions in Air. Proc. Roy. Soc. London (A) 127, 155—174, 1930, Nr. 804. Die Verff. untersuchen nach den Methoden von Townsend und Rutherford den Diffusionskoeffizienten und die Beweglichkeit von Ionen in feuchter Luft und finden starke periodische Schwankungen mit wachsendem Dampfdruck. Bei Leitfähigkeitsmessungen verschwinden diese Schwankungen, sobald die Feldstärke von 1,4 Volt/cm überschritten wird. Nolan und Nevin schreiben die Maxima der Beweglichkeit den gewöhnlichen Ionen zu und erklären die Abnahme der Beweglichkeit durch Anlagerung von Wasser-molekülen an die Ionen. Diese Anlagerungen sollen bei bestimmten Dampfdrucken und größeren Feldstärken instabil werden. Es wurde berechnet, daß der Wieder-vereinigungskoeffizient bei einem Wasserdampfdruck von 4 mm ein Maximum hat und viermal so groß ist wie in trockener Luft. *Frankenberger.*

Robert A. Millikan. Bemerkungen zur Geschichte der kosmischen Strahlung. Phys. ZS. 31, 241—247, 1930, Nr. 6. Erwiderung auf K. Bergwitz, V. F. Hess, W. Kolhörster, E. Schweidler, Feststellungen zur Geschichte der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung (Ultra- γ -Strahlung). Vgl. diese Ber. 8, 465, 1927. *Kolhörster.*

Werner Kolhörster. Die Bestimmung der Konstanten, insbesondere der Kapazität von Strahlungsapparaten. Phys. ZS. 31, 280—284, 1930, Nr. 6. Es wird über Erfahrungen bezüglich Meßgenauigkeit bei Strahlungs-apparaten berichtet. Volteichungen, Ausmessung des nutzbaren Gasvolumens

und Kapazitätsbestimmungen können auf $\pm 1\%$ ausgeführt werden. Zur Sicherung der Kapazitätsbestimmung wurden Stromeichungs- (mit α - und β , γ -Ionisation) und Ladungsteilungsmethoden miteinander verglichen. Mit Ausnahme des Ionisationsverfahrens mit Zusatzkondensator geben alle anderen Methoden Übereinstimmung auf $\pm 1\%$. Wegen ihrer Einfachheit wird die Ladungsteilung empfohlen. Die Eveschen Zahlen für ein 2- und 4 Liter-Instrument nach Kolhörster werden zu $K_{0Fe760} = 6,37$ bzw. $5,95 \cdot 10^9$ angegeben. *Kolhörster.*

V. F. Hess und A. Reitz. Zur Kapazitätsbestimmung von Strahlungsapparaten. Phys. ZS. 31, 284–288, 1930, Nr. 6. Zur Bestimmung der kleinen Kapazitäten von Strahlungsapparaten beschreiben Verff. ein Verfahren, das auf der β . γ -Stromeichung beruht. Statt der berechenbaren Kapazität eines Zylinderkondensators wird die experimentell bestimmbare des Systems Elektrometer + Sonde benutzt. Die Methode gibt zuverlässige und in sich gut übereinstimmende Werte, der Vergleich mit den nach der Ladungsteilung von der Firma Günther & Tegetmeyer-Braunschweig bestimmten Kapazitäten zeigt bei drei Instrumenten ausgezeichnete Übereinstimmung; bei einem ergeben sich allerdings Abweichungen bis zu $\pm 5\%$ (ungenügender Kontakt der Ladesonde?). Der für dieselbe Apparatur (Schlingenelektrometer Kolhörster) bestimmte Mittelwert der Eveschen Zahl $K_{0Fe760} = 6,04 \cdot 10^9$ weicht nur um $\pm 0,8\%$ von dem von Kolhörster gegebenen Werte ab, was auf nicht völlig übereinstimmende Versuchsbedingungen zurückzuführen ist. Messungen der Eveschen Zahl mit Ionisationskammern aus dünner Aluminiumfolie bzw Papier ergeben $K_{0760} = 4,65 \cdot 10^9$, so daß in Metallgefäßen die Evesche Zahl keinesfalls unter $5 \cdot 10^9$ liegen kann. Sofern kleinere Werte gefunden werden, dürfte die Kapazität der verwendeten Instrumente zu klein angenommen worden sein.

Kolhörster.

Helmut Kulenkampff. Bemerkungen zum Absorptionsgesetz der durchdringenden Höhenstrahlung. Phys. ZS. 30, 561–567, 1929, Nr. 18. Es ist häufig betont worden, daß bei der durchdringenden Höhenstrahlung die Änderung der Wellenlänge bei Comptonschen Streuprozessen eine erhebliche Rolle spielen muß. In der vorliegenden Arbeit wird ein der radioaktiven Zerfalls-theorie analoges einfaches Rechenverfahren angegeben, welches es ermöglicht, auch quantitativ die hierdurch hervorgerufenen besonderen Verhältnisse beim Durchgang der Strahlung durch Materie zu überblicken. *Kulenkampff.*

E. O. Hulbert. Ions and electrical currents in the upper atmosphere. Science (N. S.) 70, 216, 1929, Nr. 1809. Die kurze Mitteilung des Verf. enthält eine Zusammenstellung der durch die Kurzwellenstrahlung der Sonne hervorgerufenen Ionisation in den oberen Atmosphärenschichten sowie der hierdurch unter dem Einfluß des Gravitations- und Magnetfeldes der Erde hervorgerufenen Stromsysteme, mit deren Hilfe eine befriedigende Darstellung der täglichen Variation der Elemente des Erdmagnetismus möglich ist. *G. Fanselau.*

J. C. Schelleng. Further note on the ionization in the upper atmosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1313–1315. 1929, Nr. 8. Die vorliegende Note des Verf. bringt die Stellungnahme zu einigen von verschiedener Seite brieflich gegen eine frühere Arbeit von ihm: J. C. Schelleng, Note on the Determination of the Ionization in the Upper Atmosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 16, 1471, Nov. 1928, erhobenen Einwände. Seine in oben genannter Arbeit gemachten Ansätze werden als zu recht bestehend nachgewiesen. *G. Fanselau.*

A. Gruvel et W. Besnard. Description et présentation d'un nouvel appareil océanographique. C. R. 190, 578—580, 1930, Nr. 9. Kurze Beschreibung eines Instrumentes, das es gestattet, gleichzeitig im Meere Wasserproben zu schöpfen, die Temperatur in einer bestimmten Tiefe festzustellen, und zwar mit zwei Umkehrthermometern, und schließlich auch die Tiefe zu messen, in der man arbeitet. Beim Hinunterlassen strömt das Wasser dauernd durch einen Zylinder, der in der gewünschten Tiefe geschlossen wird. *Gutenberg.*

Marcel Brillouin. Marées dynamiques avec continents. Loi de profondeur quelconque et attraction du bourrelet. C. R. 190, 778—781, 1930, Nr. 13. Im Anschluß an frühere Arbeiten des Verf. wird die Methode der analytischen Behandlung der Gezeiten dadurch vereinfacht, daß man mit der Benutzung der Grenzbedingungen beginnt. *Haurwitz.*

J. Proudman. Note on Forced Tides in a Lake. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 96—97, 1928, Nr. 2.

J. Proudman. Note on the Distribution of Tides in a Basin possessing a Line of Symmetry. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 98—101, 1928, Nr. 2.

J. Proudman. On the Curvature of Co-tidal Lines across a Channel. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 111—119, 1928, Nr. 2. *H. Ebert.*

M. V. Unakar. Sunspots and Pressure. Nature 124, 11—12, 1929, Nr. 3114. Die Ergebnisse einer umfassenden Untersuchung über den Zusammenhang zwischen Luftdruck und Sonnenflecken aus Beobachtungen von 15 Stationen nördlicher und südlicher Breiten veröffentlicht M. V. Unakar. Auf den vermutlichen Parallelismus zwischen der Sonnenfleckenkurve und dem mittleren Verlauf des Luftdruckes ist schon früher von anderen Autoren hingewiesen. Es scheint wichtig, anzugeben, daß es sich im allgemeinen um einen negativen Parallelismus der beiden Erscheinungen handelt (beim Maximum der Sonnenflecken haben wir Minima des Luftdruckes). Auffallend andere Erscheinungen, d. h. wirklich parallelen Verlauf, findet Unakar aus Beobachtungen südamerikanischer Stationen. Die Zahl der Beobachtungsjahre, die zum Vergleich benutzt wurden, ist meist größer als 50 (43 bis 55 Jahre). Beachtlich ist die kleine Amplitude der Schwankungen des Luftdruckes, die maximal nur etwa 0,55 mm beträgt, bei den meisten Beobachtungsstationen sind die Amplituden nur 0,2 bis 0,3 mm. *Rolf Müller.*

G. Stüve. Referat über die Polarfront- und Äquatorialfronttheorien. ZS. f. Geophys. 4, 361—370, 1928, Nr. 7/8.

H. Solberg. Integrationen der atmosphärischen Störungsgleichungen. Erster Teil. Wellenbewegungen in rotierenden, inkompressiblen Flüssigkeitsschichten. Geofys. Publ. Oslo 5, Nr. 9, 120 S., 1928.

Alfred Wegener. Beiträge zur Mechanik der Tromben und Tornados. Meteorol. ZS. 45, 201—214, 1928, Nr. 6.

A. A. Friedmann. Théorie du mouvement d'un fluide compressible et ses applications aux mouvements de l'atmosphère. Rec. de Géophys. Leningrad 5, 16—56, 1927, Nr. 1. *H. Ebert.*

Bernhard Haurwitz. Zur Berechnung der Neigung von Diskontinuitätsflächen mittels der Margulesschen Formel. Meteorol. ZS. 45, 338—341, 1928, Nr. 9. In der Margulesschen Formel sind für die Windstärken die Kom-

ponenten parallel zur Front zu nehmen. Um die Schwierigkeiten, die hierbei auftreten, zu vermeiden, wird eine Formel angegeben, die die Berechnung des Neigungswinkels der Front aus den Windstärken und dem Winkel zwischen den Windrichtungen beiderseits der Front erlaubt. Weiterhin wird der Fehler abgeschätzt, der in die Bestimmung des Neigungswinkels hereinkommt. Er beträgt schon etwa 30%, wenn der Temperatursprung um etwa $\frac{1}{5}$, der Windsprung um etwa $\frac{1}{10}$ seines Wertes falsch geschätzt wird.

Haurwitz.

R. Wegner. Optische Erscheinungen in der Atmosphäre und ihre Beziehungen zum Wetter. Weltall 29, 94—96, 1930, Nr. 7. Die Erscheinungen der Dämmerung, des Haupt- und Nebenregenbogens, der Nebensonnen und Halos um Sonne und Mond, des Brockengespensites und der Fata morgana werden beschrieben und die bekannten Erklärungen dieser Erscheinungen wiedergegeben. Als günstige Wettervorzeichen gelten: Das Abendrot, lang anhaltender heller Schein im Westen nach Sonnenuntergang, ferner ausgeprägte Polarisation des Himmelslichtes. Schlechtes Wetter sollen ankündigen: Das Morgenrot, lange dauernde Dämmerung, große Klarheit der Luft am Horizont, starkes Funkeln der Sterne, schwache Polarisation des Himmelslichtes, Höfe um den Mond. Halos und Nebensonnen bedeuten im Winter Frost.

Pfeiffer.

H. Buisson, G. Jausseran et P. Rouard. Sur la transparence de la basse atmosphère. C. R. 190, 808—810, 1930, Nr. 13. Die Verff. maßen die Absorption der unteren Atmosphäre im Tale von l'Ouvèze (300 m ü. d. M.) für Wellenlängen zwischen 2482 und 5780 Å. Das Licht einer Quarzquecksilberlampe wurde gleichzeitig aus 600 und 2500 m Entfernung mit einer Quarzoptik zerlegt und photographiert. Die Beleuchtungsstärken in diesen Entfernungen, die durch Photometrieren der Platten erhalten wurden, würden sich wie die Quadrate der Entfernungen verhalten, wenn keine Absorption vorhanden wäre. Aus den Abweichungen vom quadratischen Gesetz wurden die Absorptionskoeffizienten bestimmt. Unter 2900 Å wurde starkes Anwachsen der Absorption gefunden. Da die Absorption auch unter 1550 weiter anwächst, wird sie von den Verff. nicht dem Ozon zugeschrieben, sondern als Beginn der großen Sauerstoffbande gedeutet. Leichter Nebel zeigte wohl höhere, aber keine selektive Absorption. Die Messungen sollen nach kürzeren Wellenlängen fortgesetzt werden.

Frankenberger.

Link et Hugon. Mesures directes de l'absorption atmosphérique. C. R. 190, 810—813, 1930, Nr. 13. Link und Hugon maßen die Absorption der Atmosphäre für Blau, Grün und Orange. Auf dem Gipfel des Pic du Midi (2800 m) wurde eine Glühlampe von 1000 Watt betrieben, und ihr Licht in zehn Herbstnächten vom Col de Sencours (2377 m) und von Brèche de Roland (2804 m) unter Verwendung von Wrattenfiltern photometriert. Aus den Lichtstärken an den Beobachtungsorten und deren Abstand von der Lichtquelle wurde der Absorptionskoeffizient berechnet. In einer besonders klaren Nacht wurden Werte erhalten, die vorwiegend durch molekulare Zerstreuung des Lichtes erklärt werden. In den übrigen Nächten, in denen höhere Feuchtigkeit und Dunst in der Luft vorhanden waren, wurden bedeutend größere Absorptionskoeffizienten erhalten, besonders für Orange. Diese Zunahme wird durch die Absorption des Wasserdampfes erklärt.

Frankenberger.

S. J. Barnett. The Green Flash in Southern California. Nature 125, 446, 1930, Nr. 3151. Verf. berichtet über neuere Beobachtungen des grünen Strahles bei Sonnenuntergang und Sonnenaufgang in der Nähe von Los Angeles. In 32 Tagen

im August und September wurde der Strahl 13 mal beobachtet. Wegen des Dunstes erhält man den Strahl leichter bei Sonnenuntergang über Bergketten als über dem Ozean. Der grüne Strahl ließ sich oft ebenso gut beobachten, wenn die Sonne rot unterging, als wenn sie weißleuchtend unterging. Die blaue Strahlfärbung erscheint jedoch bei rötlichen Sonnenuntergängen nicht. Sehr gute Beobachtungen ergaben sich auch über niedrigen Wolken. So wurden oft die Strahlen doppelt beobachtet, erst über der Wolke und dann über dem Ozean.

Güntherschulze.

W. E. Forsythe and Frances Christison. Ultra-violet Radiation from the Sun and from Heated Tungsten. Gen. Electr. Rev. 32, 662—667, 1929, Nr. 12. Da die von der Sonne gelieferte ultraviolette Strahlung mit Jahreszeit, Tageszeit und Beschaffenheit der Atmosphäre schwankt zwischen Beträgen, die den Bedarf für den Menschen stark überschreiten, und solchen, die keineswegs ausreichend sind, suchen die Verff. durch eine vergleichende Zusammenstellung der vorliegenden Daten über den therapeutisch wirksamen Anteil in der Sonnenstrahlung und in Wolframlampen Aufschluß darüber zu erhalten, wie weit die Strahlung von Wolframlampen vor allem im Winter und in der Nähe großer Städte einen Ersatz für die nicht hinreichende Sonnenstrahlung bieten kann. Sie kommen auf Grund des bearbeiteten Materials zu positivem Ergebnis und betonen die Notwendigkeit weiterer Versuche zur Feststellung des Anteils ultravioletter Strahlung in Wolframlampen und deren therapeutischer Wirksamkeit.

K. L. Wolf.

B. W. Currie. Atmospheric Light Columns from Artificial Lights. Nature 125, 526, 1930, Nr. 3153. B. W. Currie gibt eine Photographie von Lichtsäulen, die senkrecht über den Lichtern der Stadt Sarskatchewan auftreten, wenn im Winter Eiskristalle in der Luft schweben. Am 3. Januar 1930 sah er an einem besonders hellen Licht außer der senkrechten Lichtsäule zwei horizontale und zwei um 45° gegen den Horizont geneigte Lichtsäulen.

Frankenberger.

F. J. W. Whipple. Atmospheric Light Columns from Artificial Lights. Nature 125, 526, 1930, Nr. 3153. F. J. W. Whipple erklärt die in der vorigen Arbeit von B. W. Currie photographierten senkrechten Lichtsäulen durch Reflexion des Lichtes an Eisblättchen. Er betont, daß diese Eisblättchen, ohne zu pendeln, horizontal schweben müssen, um solch schmale Lichtsäulen zu erzeugen, wie sie die Curriesche Photographie zeigt. Das Auftreten von horizontalen Lichtsäulen erklärt er durch Reflexion des Lichtes an Kristallflächen, die senkrecht stehen. Die Lichtsäulen, welche um 45° gegen den Horizont geneigt sind, sollen durch zweifache Reflexion des Lichtes einmal an einer vertikalen und zum zweiten Male an einer horizontalen Eisfläche zustande kommen. Er vermutet, daß beim Auftreten dieser Erscheinung Eisblättchen in der Luft schwebten, an deren unterer Seite sich Eisprismen befanden.

Frankenberger.

Hilding Köhler. Untersuchungen über die Wolkenbildung auf dem Pärtejäkko im August 1928 nebst einer weiteren Untersuchung der Tropfengruppen. Naturwiss. Unters. d. Sarekgeb. in Schwed.-Lappl. Bd. II, S. 97—128, 1930, Lief. 2.

Scheel.

Heinrich Seilkopf, unter Mitwirkung von Wilhelm Ernst. Meteorologische Beobachtungen auf dem Las Palmas-Flug der Deutschen Luft-hansa Juni und Juli 1929. Archiv d. D. Seewarte 48, Nr. 4, 25 S., 1930. Das Luftfahrzeug erweist sich als das geeignete Forschungsmittel, wo es gilt, die örtlichen Einflüsse des Geländes auf meteorologische Faktoren, insbesondere

auf Luftströmungen zu erfassen. Da Einzelbeobachtungen in kurzen Zeitabständen an Orten angestellt werden können, die weit voneinander entfernt sind, wird man von den Änderungen der allgemeinen Wetterlage nahezu unabhängig. So konnte untersucht werden, wie Gebirgszüge und Inseln die Richtung, Stärke und Böigkeit des Windes verändern und wie weit ihr Einfluß reichen kann. Auch die Einwirkung stark bewegter See auf die Luftströmung darüber wurde beobachtet. Im Gebiet, wo der Nordost-Passat beginnt, wurden eingehende Untersuchungen der Stärke, Höhe, Temperatur und des Staubgehaltes der Passatströmungen angestellt.

Frankenberger.

G. R. Wait. On need of measurements of dust-content in the study of atmospheric-electric phenomen. C. R. Union géod. et géophys. intern. Prag. Sept. 1927, S. 242—243 (Bull. Nr. 7). Einige Beobachtungen lassen darauf schließen, daß Staubpartikeln und Aitkensche Kernzentren in der Atmosphäre eine Veränderung der Größen gewisser atmosphärisch-elektrischer Elemente bewirken. Resultate von Chree und Watson in Kew ergaben, daß der Wert des Potentialgradienten durch den Staubgehalt in der Atmosphäre beträchtlich geändert wird. Die Ergebnisse, welche mit einem Aitkenzähler in Watheroo im magnetischen Observatorium gewonnen wurden, zeigen an, wie weit die Leitfähigkeiten und der Potentialgradient durch Aitkensche Kernzentren verändert wurden. Viele Beobachtungsresultate zwingen zur Annahme, daß der Aitkenapparat nur hygroskopische Partikeln und der Apparat nach Owens bloß Staubpartikeln zählt. Speziell an solchen Orten, an denen der Staubgehalt höher ist, wären Beobachtungen mit beiden Apparaten erwünscht.

F. Seidl.

Anfinn Refsdal. Der feuchtlabile Niederschlag. Geofys. Publ. 5, Nr. 12, 73 S., 1930. „Feuchtlabil“ geschichtet heißt eine Luftmasse dann, wenn ihr Temperaturgradient zwischen dem trocken- und feuchtadiabatischen liegt. Im Anschluß an Hesselbergs Stabilitätsbegriff werden die Begriffe der Trocken- und Feuchtlabilität eingeführt. Ist H die ursprüngliche Kondensationshöhe der am Boden befindlichen Luftmasse, γ' der trockenadiabatische, γ der wirkliche Temperaturgradient, so muß die Luft, um bis zum Kondensationsniveau steigen zu können, um

$$A = H \frac{\gamma' (\gamma' - \gamma)}{\gamma}$$

Grade erwärmt werden. Ist die Luftmasse ursprünglich feuchtlabil, so steigt sie selbständig weiter, wenn sie um

$$h = H \frac{\gamma' - \gamma'}{\gamma'' - \gamma} \text{ (Schauerformel)}$$

über ihr Kondensationsniveau gehoben wurde (γ'' feuchtadiabatischer Temperaturgradient). Zur genaueren Kenntnis der Labilitätsverhältnisse beschreibt Verf. ein Diagramm mit Temperatur als Abszisse, \log des Druckes als Ordinate, das die Energie pro Masseneinheit zu bestimmen gestattet (Emagramm), sowie ein anderes, mit linearer Druckskala und logarithmischer Temperaturskala zur Bestimmung der Energiemenge pro Volumeneinheit (Evogramm). Diese Methoden werden verwendet, um zu zeigen, daß lokale Regen- und Gewitterböen (Schauer), für die zwei Beispiele gebracht werden, häufig durch schwache obere Fronten ausgelöst werden, wodurch sich ihre linienförmige Anordnung erklärt, die auch von anderen Autoren konstatiert wurde. Zur Erklärung des nächtlichen Maximums des täglichen Niederschlagsganges zeigt Verf., daß 1. der Temperaturgradient, 2. die relative Feuchtigkeit nachts am größten ist, wodurch optimale Bedingungen für die Entstehung feuchtlabiler Regenfälle geschaffen werden, wie auch zwei Wetter-

situationen beweisen. Orographische Hindernisse (Berge, Küsten) können auf den feuchtblabilen Niederschlag auslösend wirken. Weiterhin wird gezeigt, daß eine Wellenstörung mit positiver Labilitätsenergie leicht in eine Wirbelstörung übergeht. Eine Zyklone kann durch feuchtblabile Luftmassen regeneriert werden, wobei sie in Richtung auf feuchtblable Luftmassen zu fortschreitet. So erklärt sich nach dem Verf. auch die Bewegung des Zyklonenzentrums längs der okkludierten Front, an der geordnete Auslösung der Labilitätsenergie der Luftmassen stattfindet. Auch in den tropischen Zyklogen spielt die Feuchtblabilität eine bedeutende Rolle. Ferner beschäftigt sich der Verf. mit einem Einwand gegen die Reye'sche Konensationstheorie der Zyklogen, indem er eine Erklärung dafür gibt, daß der Luftdruck in einer Zyklone während eines Schauers nicht fällt. Schließlich wird die halbtägige Welle des Luftdruckes als durch den feuchtblabilen Niederschlag bedingt gedeutet, da Gang und Größe beider Phänomene in Übereinstimmung stehen.

Haurwitz.

W. Oserezky. Ein Diagramm zur Bestimmung der Differenz der Schwerestörung Δg in zwei Beobachtungspunkten. ZS. f. Geophys. 6, 69—71, 1930, Nr. 2. Ein einfach konstruiertes Diagramm, um aus den Gradienten den Verlauf der Schwereintensität zwischen zwei Drehwaagestationen ohne Rechnung zu bestimmen.

K. Jung.

Robert Schwinner. Über den Horizontalabstand von Pendelstationen. ZS. f. Geophys. 6, 111—114, 1930, Nr. 2. Zu nahe beieinanderliegende Pendelstationen sind für die geologische Deutung von geringem Wert, besonders wenn der Schwereunterschied so klein ist, daß die Beobachtungsgenauigkeit nicht ausreicht, um das Vorzeichen des gemessenen Schwereunterschiedes zu garantieren. Der Verf. schlägt deshalb vor, benachbarte Pendelstationen nur so nahe aneinanderzulegen, daß der zu erwartende Schwereunterschied nicht kleiner wird, als etwa das Sechsfache des mittleren Fehlers der einzelnen Messung.

K. Jung.

Karl Jung. Die Belowsche Methode zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient, ihre Verallgemeinerung für beliebige Massenformen und ihre Anwendung auf „zweidimensionale“ Massenanordnungen. ZS. f. Geophys. 6, 114—122, 1930, Nr. 2. An schwer zugänglicher Stelle (Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad Nr. 1, 1925) hat Nikiforov auf eine von Below ausgearbeitete Methode der Geländereduktion für Gradient und Krümmungsgröße aufmerksam gemacht. Bei dieser nur für entfernte Geländeteile bestimmten Reduktion werden die Höhenlinien so umgezeichnet, daß man die zwischen ihnen liegenden Flächen mit einem Planimeter ausmessen kann, statt sie mittels ungleich abständiger Diagramme auszuzählen. Es wird gezeigt, wie man den Grundgedanken dieser Methode auf die Stationsnähe und auf die Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Massenformen übertragen kann.

K. Jung.

M. Matuyama and H. Higashinaka. Subterranean Structure of Takamati Oil-field Revealed by Gravitational Method. Jap. Journ. Astron. 7, 47—81, 1930, Nr. 2. Ergebnisse von Bohrungen ließen eine Verwerfung vermuten, deren Lage durch Drehwaagmessungen genauer festgestellt wurde. Die einzelnen Messungen werden angegeben und die Auswertung in allen Einzelheiten angeführt. Hierbei werden nur die Gradienten berücksichtigt. Die Verwerfung wird senkrecht angenommen. Nach der Methode der kleinsten Quadrate wird aus vier Vermessungsprofilen je eine Kurve des Gradientenverlaufs senkrecht zum Streichen der Verwerfung gewonnen, ein Verfahren, das in Anbetracht der nicht sehr zahlreichen

Messungen unnötig umständlich erscheint, besonders da die scheinbare Genauigkeit wegen der notwendig groben Annahme der senkrechten Verwerfung illusorisch ist. Die ausgeglichenen Kurven machen im allgemeinen einen glaubhaften Eindruck, das Maximum stimmt jedoch bei einem der Profile nicht mit dem Maximum überein, das der unbefangene Bearbeiter aus den Einzelwerten des Profils ableiten würde, hier dürfte die Annahme der senkrechten Verwerfung unzutreffend sein. Weiterhin mag befremdlich erscheinen, daß die Isogammekarte nicht unmittelbar aus den gemessenen Gradienten abgeleitet wird, sondern aus den ausgeglichenen Gradientenprofilen; die hiermit verbundene Vernachlässigung der seitlichen Gradientenkomponenten ist im Isogammabild deutlich zu erkennen. Beachtenswert ist der Anhang. Dort werden außer bekannten Formeln für den Verlauf von Gradient und Krümmungsgröße über einfachen „zweidimensionalen“ Massenformen allgemeine Methoden abgeleitet, um aus dem Verlauf von Gradient und Krümmungsgröße krummlinig begrenzte Einbettungsquerschnitte unter bestimmten Vereinfachungen analytisch zu berechnen. Freilich dürften diese Methoden mehr mathematisches Interesse als praktischen Vorteil bieten.

K. Jung.

Wilhelm Geyger. Zusammenfassender Bericht. Die geoelektrischen Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom. Jahrb. d. drahl. Telegr. 34, 184—190, 228—233, 1929, Nr. 5 u. 6. Der Bericht gibt einen Überblick über Theorie und Meßverfahren der elektrischen Bodenforschung. Eingehend behandelt werden die elektromagnetischen Verfahren mit mittelfrequentem Wechselstrom (etwa 500 Hertz). Bei der praktischen Durchführung dieser Verfahren müssen schwache Wechselspannungen nach Größe und Phasenwinkel gemessen werden. Ein von W. Geyger ausgebildeter komplexer Schleifdraht-Wechselstrom-Kompressor, welcher zwei zueinander senkrechte Komponenten der Wechselspannung (Wirk- und Blindkomponente) direkt zu bestimmen gestattet, wird ausführlicher beschrieben.

E. Mauz.

Arnaldo Bellugi. La stato attuale della Geoelettrica. Estratto da l'Industria Mineraria, Rom 1929. Kurze Übersicht der Verfahren und Anwendungsmöglichkeiten der Geoelektrik.

Koenigsberger.

A. S. Eve and D. A. Keys. Geophysical Prospecting: Some Electrical Methods, Technical Paper 433. 41 S. Department of Commerce Bureau of Mines U. S. A. 1928. Die Verff. untersuchen die durch Ausscheidungen von gut-leitendem Titanomagnetit in Porphyriten verursachten geoelektrischen Wirkungen: A. Mit Linienelektroden: 1. für Gleichstrom nach der Sondenmethode mit unpolarisierbaren Elektroden durch Aufsuchen der gestörten Äquipotentiallinien; 2. bei einer Frequenz von 1000 bis 1300 Hertz, und zwar direkt mit Sonden und Telefon; 3. bei Anordnung nach 2 und Ausmessung mit Induktionsring und Verstärkung des magnetischen Wechselfeldes. Dann wurden B. dieselben Meßmethoden mit Punktdipol an derselben Stelle wiederholt und in der Gegend der Mittelsenkrechten auf der Dipolachse beobachtet. Für die hier in Frage kommenden Erzlager und recht geringen Tiefen erwiesen sich die Methoden nach A besser zu deuten als die nach B, so wie sie hier angewandt wurden. Außerdem wurde dieselbe Gegend mit Induktionsmethoden vermessen; relative Widerstandswerte wurden mit einer vereinfachten Potentialdifferenzmethode ermittelt. Auch die kleinen natürlichen Potentialdifferenzen infolge elektrochemischer Vorgänge wurden über verschiedenen Erzen festgestellt.

Koenigsberger.

W. O. Hotchkiss, W. J. Rooney and James Fisher. Earth-resistivity Measurements in the Lake Superior Copper Country. The American

Institute of Mining and Metallurgical Engineers. Technical Publication Nr. 82, New York, 1928. Die Vierpunktmetode von F. Venner (Bureau of Standards 12, 469, 1916) wird verwandt mit Wechselstrom von 10 bis 15 Hertz, der mittels Disjunktör erzeugt wird. Indem die Dimensionen der Elektrodenanordnung allmählich vergrößert und dabei jeweils die Potentialdifferenz zwischen den mittleren Elektroden gemessen wird, kann man den Widerstand in verschiedenen Tiefen der Erde schätzen. Man bekommt so ein gutes Bild der mitunter erheblichen Widerstandsänderungen, die graphisch für verschiedene Fälle veranschaulicht werden.

Koenigsberger.

E. G. Leonardon and Sherwin F. Kelly. Some Applications of Potential Methods to Structural Studies. The American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, Technical Publication Nr. 115. New York 1928.

G. Carrette and Sherwin F. Kelly. Discovery of Salt Domes in Alsace by Electrical Exploration. Mining and Metallurgy, September 1929, S. 398. Amer. Inst. of Mining and Metall. Eng. Inc. New York. Beide Abhandlungen behandeln kurz zusammenfassend die Ergebnisse der geophysikalischen Untersuchungen von C. und M. Schlumberger an einem Salzdom oder -horst bei Maienheim und bei Hettenschlag im Elsaß und geben eine Karte mit den Isonoten gleichen Widerstandes in Ohm pro Kubikmeter. Diese lässt deutlich eine Abnahme der Widerstände über dem Horst erkennen, die verursacht ist dadurch, daß die besser leitenden oligocänen Mergel in beiden Gegenden gehoben sind, während hierbei das sonst mächtigere schlechterleitende Alluvium über dem Horst auf 10 m Mächtigkeit verringert wurde. Die geoelektrische Wirkung einer Synklinale in der Normandie u. a. wird außerdem in der ersten Abhandlung skizziert.

Koenigsberger.

Ludwik Silberstein. The size of the universe. Attempts at a determination of the curvature radius of spacetime. VIII u. 215 S., Oxford University Press, 1930.

Scheel.

Kiyotsugu Hirayama and Kaoru Akiyama. Improved Elements of the Orbits of Asteroids. (Fourth Report.) Proc. Imp. Acad. Tokyo 6, 40—43, 1930, Nr. 2.

Takehiko Matukuma. On the Fundamental Equations in the Theory of Stellar Evolution. Proc. Imp. Acad. Tokyo 6, 44—47, 1930, Nr. 2. H. Ebert.

Austin F. Rogers. A unique occurrence of lechatelierite or silica glass. Amer. Journ. of Science (5) 19, 195—202, 1930, Nr. 3. Das hier beschriebene natürliche Kieselglas findet man im Meteor Crater (früher Coon Butte), einer kraterähnlichen Einsenkung von ungefähr 4000 ft Durchmesser und 570 ft tief, 20 Meilen westlich Winslow, Coconino County, Arizona. Das Kieselglas ist fast farblos, porös und kommt im Grunde des Kraters in Stücken bis etwa 15 cm Größe vor; sein Brechungsindex ist 1,460 (gegen 1,4584 von künstlichem Kieselglas), das spezifische Gewicht nur 2,10 infolge kleiner Luftbläschen. Da sich in der nächsten Umgebung nur Sandsteine, Schiefer und Kalke, keine vulkanischen Gesteine, jedoch Tausende von Eisenmeteoriten finden, so kommt als einzige Erklärung für die Entstehung dieses Kieselglases nur der Einsturz eines Riesenmeteors in Frage, der den Krater erzeugte und eine so hohe Temperatur hervorbrachte, daß der Quarz des Sandsteins geschmolzen wurde. Diese Erklärung wird auch dadurch gestützt, daß sich Übergangsformen zwischen Stücken ganz aus Quarz und solchen ganz aus Kieselglas finden, was durch eine größere Anzahl von Mikrophotographien gezeigt wird.

Braun.

M. Luckiesh. What is the Color of Daylight? Electrical World 95, 263—264, 1930, Nr. 5. Das Tageslicht kann durch die Strahlung eines schwarzen Körpers von bestimmter Temperatur ersetzt werden. Für die verschiedenen Tages- und Jahreszeiten ergaben sich aus Messungen bei verschiedenen Witterungsverhältnissen Temperaturwerte in den Grenzen von 4400 bis 20000° abs. Entsprechend diesen Temperaturen ändert sich auch der Prozentgehalt an Spektralfarben.

Rudolf Mayer.

Erik Bäcklin und Gunnar Kellström. Die Ångströmsche Pyrheliometer-skala. Meteorol. ZS. 47, 52—56, 1930, Nr. 2. Um festzustellen, ob das im Jahre 1905 als Normalinstrument für Insolationsmessungen angenommene Ångströmsche Kompensationspyrheliometer wirklich konstant bleibt, sich z. B. der Wert seiner Konstanten nicht etwa durch Abnahme des Absorptionsvermögens der geschwärzten Streifen verändert, werden in Uppsala laufend Kontrolluntersuchungen ange stellt. Die Verff. gehen zunächst auf den für die Bestimmung der Konstanten des Instrumentes gewählten Weg, sowie auf die dabei möglichen Fehlerquellen ein. Die Ergebnisse der vom Jahre 1905 bis 1924 ausgeführten Kontrollmessungen sind bereits früher veröffentlicht worden. Die Ergebnisse der weiteren Untersuchungen bringt die vorliegende Arbeit. Bemerkenswert ist, daß bis Juli 1927 das Normal instrument unverändert war, dann aber plötzlich eine Abnahme des Mittelwertes um etwa 1% zeigte. Die nähere Prüfung ergab, daß sich an dem einen Streifen ein Fleck in der schwarzen Belegung gebildet hatte, der infolge seines verminderten Absorptionsvermögens die Änderung der Instrumentkonstanten verursacht hatte. Die nach der Ausbesserung des Instrumentes vorgenommenen weiteren Kontroll messungen ergaben, daß die Wiederherstellung des Standardinstrumentes in seinen früheren Zustand gut ausgefallen war.

Jubitz.

S. A. Korff. Scattering of Light in Sodium Vapor. Phys. Rev. (2) 35, 435—436, 1930, Nr. 4. Verf. füllte die Zwischenräume zwischen den Wänden eines doppelwandigen Gefäßes nach Art der Dewarschen Gefäße mit Na-Dampf und brachte in der Achse des Gefäßes einen Glühdraht an. Der Glühdraht sollte die Photosphäre, die Na-Dampfhülle die Chromosphäre der Sonne darstellen. Wurde ein Spektroskop auf die Achse des Rohres eingestellt, so erschienen die Fraunhofer'schen Linien. Weiter zeigte sich, daß die D-Linien in Absorption bei geringeren Dampfdichten erschienen, als die waren, bei denen sie in Emission auftraten. Verf. gibt an, daß aus den bisherigen Veröffentlichungen über diesen Gegenstand eine Erklärung nicht abgeleitet werden kann.

Güntherschulze.

O. Struve and C. T. Elvey. Stellar Absorption Lines. Nature 125, 308—309, 1930, Nr. 3148. Vorliegende Mitteilung ist eine Bestätigung der theoretischen Untersuchungen von Unsöld über die Gestalt von Absorptionslinien; die Beeinflussung durch Stark- und Dopplereffekt ist nicht berücksichtigt, lediglich die Abhängigkeit von der Atomfülle. Nach Unsöld muß die Mitte der Linie vollständig schwarz sein, bei der Mehrzahl der Linien bleibt aber eine gewisse Restintensität übrig. Die Untersuchung der Verff. zeigt nun die Gestalt von H_{β} bei 72 Aurigae, die Mitte der Linie ist mit Übereinstimmung der Theorie völlig schwarz, die dort veröffentlichte Figur zeigt ein Zusammenfallen der beobachteten Kurve mit Unsölds theoretischer Kurve für $N H f = 2,5 \cdot 10^{-17}$. Da obiger Stern ein Überriese mit sehr geringer Dichte der Atmosphäre ist, fehlen die von Unsöld angegebenen Faktoren, die eine Restintensität erzeugen können (Zusammenstoße von Atomen). Die fehlende Flügelverbreiterung deutet auf das Fehlen von intermolekularem Starkeffekt.

Sättele.

Geophysikalische Berichte

A. Unsöld. Über das Mount Wilson-Observatorium. Verh. d. D. Phys. Ges. (2) 11, 6, 1930, Nr. 1. Scheel.

H. D. Harradon. A biographical sketch of Captain James Percy Ault. Gerlands Beitr. 26, 1—4, 1930. H. Ebert.

P. Werkmeister. Bestimmung der inneren Orientierung der Kammer eines Phototheodolits. ZS. f. Instrkde. 50, 246—254, 1930, Nr. 4. Die Kenntnis der inneren Orientierung einer Meßkammer ist Voraussetzung für den Erfolg der Arbeit mit diesem Gerät. Nach dem Vorgang von F. Baeschlin, der kürzlich die durch die Überschrift gekennzeichnete Frage behandelt hat, gibt der Verf. eine neue Lösung des Problems, die von allgemeineren Voraussetzungen ausgeht, im Anschluß an die auch die Genauigkeitsfrage behandelt wird. Eine Meßreihe und deren Auswertung wird mitgeteilt. W. Keil.

G. C. Simpson. Dynamische Meter. Meteorol. ZS. 47, 125—126, 1930, Nr. 4. Nachdem durch internationalen Beschuß festgesetzt wurde, die Höhe in der Meteorologie in Einheiten des Geopotentials zu messen, erweist es sich als störend, daß man für das Geopotential als Bezeichnung der Einheit das „dynamische Meter“ gewählt hat; denn das kann zu dem Irrtum Anlaß geben, daß es sich hierbei um eine Länge handle. Deshalb wird die Bezeichnung „leo“ für die praktische Einheit des Geopotentials vorgeschlagen, die das 10^5 fache der CGS-Einheit beträgt. Der Vertikalabstand zweier um ein leo verschiedene Schichten würde dann für $g = 981 \text{ cm/sec}^2$ 102 cm betragen. Haurwitz.

J. H. J. Poole. The thermal instability of the Earth's crust. II. Proc. Dublin Soc. (N. S.) 19, 385—408, 1930, Nr. 32. Zur Fortführung der Theorie von Joly, nach der im Erdinnern mehr Wärme erzeugt, als nach außen in normalen Zeiten, wie jetzt, ausgestrahlt wird, betrachtet der Verf. folgendes Problem: Gegeben eine lange vertikale Säule eines kristallinen Körpers, der eine bestimmte Menge radioaktives Material enthält. Gesucht die Geschichte des Systems unter verschiedenen Randbedingungen, die den Verhältnissen im Erdkörper so weit als möglich gleichen. Entsprechend der Theorie von Joly wird weiter angenommen, daß die Länge der Säule so groß ist, d. h. im Falle der Erde, daß die radioaktive Schicht so dick ist, daß unten an der Säule der Schmelzpunkt überschritten wird, und die Säule zu schmelzen beginnt. Der Verf. findet nun unter den angegebenen Voraussetzungen, daß zunächst die obere Grenze des geschmolzenen Teiles sich schneller nach oben (der Erdoberfläche zu) verlagert als die untere Grenze, das geschmolzene Stück vergrößert sich. Sobald aber die Tiefe erreicht ist, in der die Änderung der Schmelztemperatur mit der Tiefe gleich der geothermischen Tiefenstufe wird, verlangsamt sich das Aufschmelzen nach oben, die geschmolzene Schicht wird immer dünner und schließlich ist die ganze Säule wieder fest. Die oben erwähnte Schmelzpunktsgeotherme verlagert sich in der folgenden Zeit in die Tiefe, und nach einer Epoche der äußeren Ruhe beginnt der ganze Vorgang von neuem. Bei jedem folgenden Zyklus liegt jedoch das Ende in geringerer Tiefe. Die Übereinstimmung mit Beobachtungen ist nicht befriedigend. Poole schiebt dies den theoretischen Voraussetzungen zu. Die Zyklusdauer ergibt sich zu etwa 16 Millionen Jahren, das Ende des Schmelzvorganges erfolgt beim ersten Zyklus in 8 km Tiefe, bei den folgenden noch wesentlich näher der Erdoberfläche. Gutenberg.

J. W. Gregory. The Geological History of the Pacific Ocean. Nature 125, 750—751, 1930, Nr. 3159.

H. Ebert.

G. Gamburzeff. Geologische Interpretation magnetometrischer und gravimetrischer Beobachtungen mit Hilfe von Apparaten zur mechanischen Berechnung. (1. Mitteilung.) Journ. appl. Phys. 6, 62—67, 1929, Nr. 1. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Es werden mechanische Apparate zur Berechnung der Ableitungen des Magnet- und Gravitationspotentials eines unendlich langen homogenen Zylinders beliebigen Querschnitts beschrieben. Das eine von ihnen gibt unmittelbar mittels eines Umkreisens der Begrenzung des Zylinderquerschnitts den ganzen Verlauf der Verteilungskurve der Schwerkraft senkrecht zur Mantellinie des Zylinders graphisch an. Wegen des bekannten Zusammenhangs zwischen Magnet- und Gravitationspotential (im Falle homogener Magnetisierung) kann dieser Apparat gleich gut zur geologischen Interpretation wie gravimetrischer, so auch magnetischer Beobachtungen verwendet werden.

Scheel.

Umberto Crudeli. Sul campo gravitazionale terrestre. Cim. (N. S.) 6, 371—377, 1929, Nr. 9. Der Verf. entwickelt einige Gedanken und Überlegungen, die ihm geeignet erscheinen, den Millereffekt zu rechtfertigen, ohne die Grundlagen der Einsteinschen Gravitationstheorie verlassen zu müssen.

K. Przibram.

Th. De Donder. La signification et l'invariance de la constante quantitative \hbar déduites de la Gravifique. C. R. 190, 731—733, 1930, Nr. 12.

H. Ebert.

C. Somigliani. Sul campo gravitazionale esterno del geoide ellissoidico. Lincei Rend. (6) 11, 237—243, 1930, Nr. 3. Es werden Beziehungen aufgestellt zwischen der Schwereintensität in einem beliebigen Ort auf der Erde, seinen geographischen Koordinaten und der Schwereintensität am Äquator und Pol des zweiachsigen, bzw. an den Scheiteln des dreiachsigen Erdellipsoids.

K. Jung.

A. Belluigi. Caratteristiche fisiche fondamentali della pianura padana. Lincei Rend. (6) 10, 58—61, 1929, Nr. 1/2. Betrachtungen über die Gravitationsverhältnisse in der oberitalienischen Tiefebene um Padua mit vorwiegend negativer Schwereanomalie, in ihren Beziehungen zu den magnetischen und seismologischen Beobachtungen.

K. Przibram.

Paul Hirsch. Das Pendel mit oszillierendem Aufhängepunkt. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 10, 41—52, 1930, Nr. 1. Das nicht neue Problem wird mit den Mitteln der klassischen Mechanik behandelt, in jedem Stadium Anschaulichkeit erstrebend. Erteilt man dem Aufhängepunkt eines Pendels eine vertikale harmonische Bewegung mit kleiner Amplitude, aber großer Frequenz, so wird die Stabilität der unteren Gleichgewichtslage vergrößert, die Labilität der oberen verringert bzw. bei genügend starker O. (= Oszillation) in Stabilität verwandelt. Dieser Sachverhalt stellt sich etwas anders dar, wenn man von dem allgemeineren Fall einer gegen die Vertikale schräg geneigten O. ausgeht. Es gibt dann zwei stabile und zwei labile Gleichgewichtslagen, bestimmt durch die Wurzeln einer Gleichung vierten Grades, von denen bei schwacher O. nur je eine existiert. Von diesen vier fallen bei vertikaler O. beide labile und eine stabile in der Richtung nach oben zusammen. Einleitend wird der Effekt für ein mathematisches Pendel berechnet, anschließend zwei Verallgemeinerungen: 1. Elliptische O. Der Aufhängepunkt des Pendels führt in zwei Richtungen harmonische O. gleicher Frequenz aus, beschreibe also eine Ellipse. Das Pendel hat dann im allgemeinen sechs

Gleichgewichtslagen. 2. Lineare O. eines physischen Pendels in symmetrischer Lage. Eine kleine Verallgemeinerung ergibt die Diskussion. Diese, am Schlusse vereinigt, behandelt folgende Fälle: 1. Lineare O. eines physischen Pendels. 2. Zirkulare O. Für diesen Sonderfall der elliptischen O. ergibt sich eine Dualität mit der linearen O., nämlich Übereinstimmung der Gleichgewichtslagen, wenn man die Richtung der linearen O. mit der Senkrechten zur Ebene der zirkularen und die Worte „stabil“ und „labil“ sowie „oben“ und „unten“ vertauscht. 3. Elliptische O. Lineare O., welche nicht harmonisch, sondern mit konstanter Geschwindigkeit und plötzlicher Umkehr derselben erfolgt, läßt sich in gleicher Weise leicht behandeln. Hiervon werden nur die Ergebnisse genannt. Die Richtungen aller Gleichgewichtslagen lassen sich durch ein einfaches Näherungsverfahren berechnen. Die (gegenüber der O.-Frequenz kleine) Frequenz, mit der das Pendel um die stabilen Gleichgewichtslagen schwingen kann, wird explizit angegeben.

P. Hirsch.

Wilhelm Salomon-Calvi. Die Bedeutung der Wegenerschen Kontinentverschiebungstheorie. Naturw. Monatsh. 10 (27), 133—142, 1930, Nr. 3.

H. Ebert.

U. Ph. Lely. Over de continentendrift volgens Wegener. Physica 10, 81—88, 1930, Nr. 3. Es werden Versuche mit einem drehenden Behälter mit Wasser beschrieben, auf dem ein Holzbalken schwimmt, um einige Kräfte zu demonstrieren, die bei der Bewegung der Kontinente eine Rolle spielen. Es wird darauf aufmerksam gemacht, daß bei der Demonstration im Kleinen das Resultat durch die Kapillarkräfte getrübt wird. Die Abweichungen werden an einem einfachen Versuch gezeigt. Eine Formel von Epstein zur Berechnung der westwärts treibenden Kräfte der Kontinente gibt nach Ansicht des Verf. einen tausendmal zu großen Wert. Verf. regt eine statistische Untersuchung der Achsenrichtung der Sonnenflecken an. Es müßte sich entweder zeigen, daß auf kleineren Breiten als 45° die Achsen parallel zum Äquator liegen und bei höheren Breiten in der Meridianebene, oder es müßte in beiden Fällen das Umgekehrte der Fall sein. Wichtige Folgerungen über das spezifische Gewicht der Sonnenflecken könnten hieraus abgeleitet werden.

H. O. Roosenstein.

P. Stephan. Zur Mechanik der Kontinentverschiebungen. Phys. ZS. 31, 385—391, 1930, Nr. 8. In der Abhandlung wird zuerst die Formel für die Polflucht der Kontinente abgeleitet; das Ergebnis weicht von jenem Epsteins ein wenig ab, da dieser bei der Ableitung einige Vereinfachungen vorweggenommen hat. Der Verf. berechnet im Anschluß an seine Formel für die Tiefen 50, 75 und 100 km die Schubspannung und erhält für diese beträchtlich größere Werte als Schweydar und Epstein, deren Vorstellungen über das Schwimmen der Kontinentalschollen im Sima hierbei kritisch besprochen werden. Eine neue Erklärung für die Westwanderung der Kontinentalschollen sucht der Verf. in den Veränderungen des Erdradius zufolge geologischer Ereignisse; die unter diesem Gesichtspunkte abgeleiteten Formeln werden an dem Beispiel Grönlands besprochen; auch die Entstehung der Tanganyikaspalte wird aus einer Schrumpfung erklärt.

Hopfner-Wien.

Alex. Véronnet. La déplacement des pôles et la dérive des continents. C. R. 190, 621—623, 1930, Nr. 10. In dieser kurzen Note wird darauf hingewiesen, daß die Erscheinungen der Präzession eine Polverschiebung an der Erdoberfläche hervorrufen könnten. Denkt man sich die Erde aus einem Kern und aus der Erdkruste zusammengesetzt, so ist — wie der Verf. an anderer Stelle gezeigt hat — die Geschwindigkeit, mit der die Rotationsachse den Pol der Ekliptik umkreist, proportional der bekannten Konstanten $1/305$ für den Kern und proportional dem

reziproken Abplattungswert $1/297$ für die Kruste. Auch bei beträchtlicher Reibung zwischen Kern und Kruste kann der Pol der Kruste heutzutage sehr weit von seinem Ausgangspunkte entfernt liegen. Der Verf. glaubt, daß hierin eine Erklärung für die geographische Verteilung der Vereisung während der verschiedenen Eiszeiten auf der Erde gefunden werden könnte, und wendet sich in diesem Zusammenhange gegen die Wegenersche Kontinentalverschiebungshypothese. *Hopfner-Wien.*

J. Lacoste. Sur la variation diurne de l'agitation microséismique. C. R. 187, 447—449, 1928, Nr. 9. *H. Ebert.*

B. Rossi. Un metodo per lo studio della deviazione magnetica dei raggi penetranti. Lincei Rend. (6) 11, 478—482, 1930, Nr. 5. Mittels einer Verstärkeranordnung werden die Koinzidenzen an drei Elektronenzählrohren festgestellt. Die Röhren sind parallel zueinander in einer Reihe angeordnet, so daß die erste gegenüber der Verbindungsleitung der beiden anderen etwas seitlich verschoben ist. Zwischen der zweiten und dritten befindet sich ein magnetisierter Eisenkern; die Feldrichtung wird jede halbe Stunde umgekehrt. Von 46 binn den 17 Stunden verzeichneten Koinzidenzen entfielen 26 auf jene Feldrichtung, welche einen β -Strahl, der die Zähler 1 und 2 passiert hat, gegen 3 hin ablenken würde, und 20 auf die entgegengesetzte Feldrichtung. Der Verf. faßt diese Ergebnisse selbst erst als provisorische auf, meint aber, daß man bei Annahme einer Korpuskularnatur der durchdringenden Strahlung auf eine Geschwindigkeit von etwa 10⁸ Volt schließen müßte. *K. Przibram.*

L. Trafelli. Se non convenga ammettere l'insufficienza della legge di Coulomb per le distanze cosmiche nell' interpretazione di fenomeni legati al magnetismo. Cim. (N. S.) 6, CLXXIV, 1929, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Erklärung der Störungen des Erdmagnetismus durch direkte magnetische Einwirkung der Sonne stößt auf Schwierigkeiten. Der Verf. spricht den Verdacht aus, daß dies auf eine Ungültigkeit des Coulombschen Gesetzes auf interplanetarische Entfernungen zurückzuführen sein könnte. *K. Przibram.*

J. Egedal. Über die Existenz einer mondentägigen Variation in den Erdströmen. ZS. f. Geophys. 6, 157—158, 1930, Nr. 3. Der vom Ebro-Observatorium (Spanien) gemessene Erdstrom (Nord—Süd) zeigt eine mondentägige Variation; die gefundene Variation hat eine bemerkenswert große Amplitude. *Dziobek.*

H. Irsaël. Untersuchungen über schwere Ionen in der Atmosphäre. (I. Mitteilung.) Gerlands Beitr. 28, 144—166, 1929. In dieser ersten Mitteilung werden die Meßmethoden beschrieben und die ersten Ergebnisse bekanntgegeben, die im Verlaufe einer mehrmonatigen Beobachtungsreihe in der Großstadt über schwere Ionen gewonnen wurden. Die verwendete Apparatur ist nach den Angaben von H. Kennedy gebaut. Die Luft strömt durch vier vollkommen identische Zylinderkondensatoren, die parallel geschaltet sind. Die Strömungsgeschwindigkeit wird mit einem Rotameter bestimmt und als Ventilator wird ein Staubsauger verwendet. Die Fördermenge konnte von 0 bis 5 Liter pro Sekunde stetig variiert werden. Die Abmessungen der Zylinderkondensatoren sind: Durchmesser des Innenrohres 14 mm, Durchmesser des Außenrohres 28 mm. Länge des Innenrohres 150 cm und Länge des Außenrohres 160 cm. Als Meßinstrument wurde ein Einfadenelektrometer von Günther & Tegetmeyer mit einer Empfindlichkeit von 5 bis $10 \cdot 10^{-8}$ Volt pro Skalenteil verwendet. Zur gleichzeitigen Bestimmung der leichten Ionen wurde ein Ebertscher Ionenzähler aufgestellt. Verf. hatte bei Benutzung der Apparatur die Beobachtung gemacht, daß eine allmähliche Aufladung beim Anlegen der Spannung an die Außenrohre stattfand, und zwar gleichen

Vorzeichens, bevor noch Luft durchgesaugt wurde. Benndorf erklärte diese Erscheinung durch die Annahme einer Spitzewirkung an kleinen Fasern, scharfen Kanten und Rauigkeiten an den Elektrodenoberflächen. Es wurden deshalb bloß Spannungen bis zu 900 Volt verwendet, um diese störenden Einflüsse abzuhalten. Störungen, die sich bei niederen Spannungen einstellten, konnten durch metallische, geerdete Abschirmung vermieden werden. Verf. beschreibt noch eine zweite Apparatur, die prinzipiell der ersten ähnlich ist und sich von dieser zunächst durch die Dimensionen unterscheidet, die es gestatten, sie bequem zu transportieren. Der Meßvorgang wird genau beschrieben. Die Zahl der großen Ionen war sehr großen und unregelmäßigen Schwankungen unterworfen. Es werden zwei Extremwerte mit 1000 und 45000 angegeben. Die Messungen werden statistisch auf den Zusammenhang mit anderen meteorologischen Faktoren untersucht. Als Mittel einer viermonatigen Beobachtungsreihe ergeben sich folgende Zahlen:

$$N^+ = 8060, N^- = 8140, n^+ = 556, n^- = 525.$$

Im Monat Mai sind gleichzeitig mit den Ionennmessungen auch Staubzählungen vorgenommen worden, und zwar mit dem Aitkenschen Staubzähler. Das Meßergebnis weicht von den Werten, die J. J. Nolan und Gockel angegeben haben, ab. Es wurde das Verhältnis der Zahl der Aitkenschen Staubteilchen zur Gesamtzahl der großen Ionen mit $N_0/N^\pm = 6$ bis 7 festgestellt. Nolan gab dafür 1,26 an und Gockel 2 bis 3.

F. Seidl.

Oskar Prochnow. Zur Blitzforschung. Zugleich eine Erwiderung auf B. Walters Aufsatz (Phys. ZS. 30, 261—267, 1929). Phys. ZS. 31, 335—338, 1930, Nr. 7. Verf. bekundet die Aufrechterhaltung seiner Auffassung, daß es sich in dem Buche „Erdball und Weltall“, Band II (Verlag H. Bermühler), um Abbildungen von Naturerscheinungen handelt, und zwar um Abbildungen von Kugelblitzen. Er nimmt Stellung gegen die Ansicht Professor Dr. Walters in Hamburg, der sämtliche Bilder als Trugbilder ansieht und diese als Bilder künstlicher Lichtquellen deutet.

F. Seidl.

E. Mathias. La conception de Stephen Gray sur l'identité de la foudre et des étincelles des machines électriques. C. R. 190, 847—849, 1930, Nr. 14. Verf. berichtet über die Unvollkommenheiten, die der Grayschen Annahme (daß der Blitz und die Entladungerscheinungen an elektrischen Maschinen identisch sind) zugrunde liegen. Er bringt die Experimente von Professor Walter in Erinnerung, der photographisch den Mechanismus der Entladungerscheinungen an Induktionsapparaten studierte und zu dem Ergebnis kam, daß ein elektrischer Funke nicht mit einem Schlag ausgebildet ist, sondern daß ihm sein Weg durch früher stattgefunden Büschelentladungen gebahnt wird. Simpson hat gezeigt, daß bei Blitzentladungen immer nur positive Elektrizitätsmengen transportiert werden, was bei den Funken des Induktionsapparats nicht zutrifft. Verf. stellt auch einen Unterschied der Einwirkung von Blitz und Induktionsfunken auf den tierischen Organismus fest.

F. Seidl.

F. W. Peek, Jr. Lightning. Part I. Gen. Electr. Rev. 32, 602—618, 1929, Nr. 11. Am Anfang der Arbeit gibt Verf. eine Übersicht der bis heute bekannten Daten der Blitzentladung; der Größenordnung nach betragen Spannung: etwa 100 000 000 Volt, Stromstärke: etwa 100 000 Amp., Energie: etwa 4 kWh, Leistung: etwa 10^{10} PS, Dauer: einige μ sec, Durchbruchsfeldstärke: 330 kV/m. Die Ladungsbildung erfolgt durch die Wassertropfen bewegenden Luftströmungen. Die Entladung zeigt im allgemeinen keinen oszillatorischen Charakter. Die dauernd auf der ganzen Erdoberfläche in Form von Blitzentladungen vorhandene Energie ist von der Größenordnung 10^6 kW. Verf. streift dann zunächst die bereits bekannten

Formen des Auftretens von Blitzwanderwellen auf Leitungen und berichtet anschließend ausführlich über seine neueren Laboratoriumsversuche. Eine Stoßanlage (Blitzgenerator) zur Erzeugung von Sprungwellen bekannter Form war vom Verf. schon 1913 zum Studium von Funkenverzögerung, Koronaerscheinungen usw. gebaut und später für Modellversuche zur Bestimmung der Blitzspannung verwendet worden. 1927 wurde eine Stoßanlage für 3600000 Volt, 1929 eine solche für 5000000 Volt in Betrieb genommen; letztere arbeitet ohne Gleichrichter und liefert eine Maximalenergie von 20000 Wattsec. Schaltbild und Funkenüberschläge dieser Stoßanlage werden gezeigt. Bei Stößen sehr kurzer Dauer können 4 m, bei längeren Stößen (1000 μ sec) mehr als 8,5 m Schlagweite erreicht werden. Die Eichung der zu messenden hohen Spannungen mit Kugelfunkenstrecke, Klydonograph, Kapazitätspotentiometer oder durch Nachrechnung der Stromkreiskonstanten machte vor Einführung des Kathodenstrahlzoszillographen beträchtliche Umstände. Die Formen einer 5 μ sec und einer 20 μ sec langen Sprungwelle des Blitzgenerators, welche sich fast genau mit der berechneten Form decken, sind in zwei Oszillogrammen wiedergegeben, außerdem die mit diesen Wellen erhaltenen Überschlagsdiagramme in Abhängigkeit vom Abstand bei Spitzenfunkenstrecken und von der Gliederzahl bei verschiedenen Isolatorenarten. Wie bekannt, ist das Verhältnis: Überschlagsspannung beim Stoß : Überschlagsspannung bei 60 Per. stets größer als 1 und bei dem durch Blitzspannung verursachten Isolatorüberschlag erfahrungsgemäß etwa 2. Aus der Größe dieses Verhältnisses läßt sich auf die Zeitdauer einer Sprungwelle schließen. Ob der Überschlag während des Anstiegs oder erst während des Abfalls der Sprungwelle eintritt, hängt bei Spitzenfunkenstrecken lediglich von ihrer Gesamtspannung ab; liegt die Amplitude der Welle nur wenig über der Überschlagsspannung für 60 Perioden, so kann sogar der theoretisch interessante Fall vorkommen, daß noch zu einer Zeit ein Überschlag eintritt, wo der Rücken bereits unter den Wert der Überschlagsspannung bei 60 Perioden abgesunken ist. Untersucht wurde ferner die Veränderung der Überschlagsspannung bei Sprungwellen gleicher Front, aber verschiedener Dauer, sowie bei Sprungwellen verschiedener Frontsteilheit. Bei kurzen Frontlängen hängt die Überschlagsspannung fast nur von der Länge des Rückens ab. Bei festem und flüssigem Isolationsmaterial sind die Ergebnisse nahezu die gleichen. Die Amplitude der Sprungwelle kann mittels Kugelfunkenstrecke gemessen werden, wenn deren Abstand nicht größer als der Kugeldurchmesser genommen wird; die Zeitdauer einer Welle wird am bequemsten bestimmt, indem dem Prüfobjekt so viel Glieder einer Isolatorenkette mit bekannter Überschlagskurve parallel geschaltet werden, daß 50% der Überschläge an dieser auftreten. Auch bei Sprungwellen wurde eine Abhängigkeit der Überschlagsspannung von der Polarität je nach der Elektrodenform beobachtet, am ausgeprägtesten zwischen Spitze und Platte. Bei langen Isolatorenketten ist dieser Effekt jedoch vernachlässigbar. Die Vorteile der gleichmäßigen Feldverteilung durch Schutzringe an Isolatorenketten werden besprochen und das Oszillogramm eines Kettenüberschlags ohne Schutzringe gezeigt. Der Isolationswert von Holz für Blitzwanderwellen wurde bis $5 \cdot 10^6$ Volt gemessen und die Feldstärke beim Überschlag unter den praktisch vorkommenden Betriebsverhältnissen zwischen 330 und 990 kV pro Meter gefunden, wobei die jeweilige Feuchtigkeit nur eine geringe Rolle spielte. In einzelnen Fällen läßt sich (unter Parallelschaltung einer Funkenstrecke) dieser hohe Isolationswert für Leitungen ausnutzen. Modellversuche haben ergeben, daß die gerdeten Eisengerüste von Freiluftstationen und eventuell außerdem noch von der Station aus auf längere Strecken verlegte Erdleitungen Blitzüberspannungen beträchtlich herabsetzen. Mit dem neuen Stoßgenerator wurden Transformatoren untersucht, wobei bis zum Überschlag der Durchführungen gegangen wurde, die Spannungs-

verteilung längs der Wicklung wird an Hand vieler Kathodenstrahlzoszillogramme gezeigt. Eine nahezu lineare Spannungsverteilung ohne Hochfrequenzschwingungen wies dabei nur der bekannte resonanzfreie Transformatormodell nach Palueff auf, den Verf. für den größten Fortschritt der letzten Jahre auf dem Transformatorengebiet hält. Zum Schluß wird quantitativ und an Hand von weiteren Kathodenstrahlzoszillogrammen auf den Entstehungsmechanismus und die Auswirkung von Blitzspannungen auf Leitungen näher eingegangen.

Knoll.

F. W. Peek, Jr. Lightning. Part II. Gen. Electr. Rev. 32, 691—695, 1929, Nr. 12. Zunächst kurzer Bericht über Aufnahme von Blitzoszillogrammen mit einem Kathodenstrahlzoszillographen nach Dufour. Wiedergegeben werden zwei an einer kurzen Antenne (drei 36 m lange Paralleldrähte von 12 m Höhe) und zwei auf Leitungen erhaltene Kathodenstrahlzoszillogramme. Bei der ersten Methode werden die Antennendrähte über 2 Megohm geerdet und der Kathodenstrahlzoszillograph über einen Spannungsteiler angeschlossen. Die über der Antenne stehende Wolke influenziert auf dieser eine Ladung entgegengesetzten Vorzeichens, welche beim Feldzusammenbruch (Blitz) nicht sofort abfließen kann. Auf der Antenne tritt daher ein Spannungsstoß auf (Größenordnung 50 bis 75 kV), dessen Frontlänge ein Maß für die Dauer der Blitzentladung gibt. Bei den beiden wiedergegebenen Aufnahmen beträgt diese Frontlänge 1 bis 2 μ sec (1 μ sec davon geht infolge der zum selbsttätigen Einrücken des Kathodenstrahls erforderlichen Zeit verloren). Eine auf Freileitungen erhaltene Blitzwanderwelle hat eine Frontlänge von 5 μ sec und ist nach weiteren 15 μ sec auf die halbe Amplitude abgeklungen. Die Blitzwanderwellen geringer Spannung (wahrscheinlich durch Induktion entstanden) hatten meist positives (negativ geladene Wolke), die Blitzwanderwellen hoher Spannung (wahrscheinlich direkte Einschläge) meist negatives Vorzeichen. Durch Modellversuche und photographische Blitzaufnahmen in New York City wurde das Auftreten einer kegelförmigen Schutzzone um die Umgebung überragender Spitzen herum bestätigt und in Abhängigkeit von der Wolkenhöhe, welche praktisch nie kleiner ist als 300 m, folgende Tabelle aufgestellt:

Wolkenhöhe : Spitzenhöhe	Schutzzradius : Spitzenhöhe
4	2,0
6	2,7
8	3,3
10	3,9
20	5,0
40	5,3

Messungen an Freileitungen haben ergeben, daß die Amplitude von Blitzwanderwellen hoher Spannung beim Lauf über die Leitung relativ rasch abnimmt:

Blitzspannung kV	Laufweg in km bis zum Absinken der Spannung auf	
	80 %	50 %
4000	0,6	2,4
3000	0,8	3,3
2000	1,1	4,8
1000	2,5	10,0

Man kann also einzelne, besonders gefährdete Leitungsstrecken höher isolieren ohne Nachteil für die übrigen normal isolierten Teile. Reichliche Verwendung von Erdseilen setzt in fast allen Fällen die Zahl der Störungen herab; in Nähe der Stationen sollten zur Herabsetzung des Wellenwiderstandes und damit der Wanderwellenamplitude stets Erdleitungen von mindestens 500 m Länge verlegt werden, die mit dem Stahlgerüst der Station verbunden sind. Unter Zuhilfenahme der bisherigen Erfahrungen lassen sich heute schon Leitungen bauen, die wenigstens in bezug auf alle indirekten Schläge blitzsicher sind. Unschädlichmachung der meisten direkten Schläge ist durch sehr sorgfältige Schirmung mittels Erdseilen möglich. Die Isolation der Transformatorwicklungen muß besser sein als die der Durchführungen und diese besser als die der nächstgelegenen Stationsisolatoren; die Freileitung soll so niedrig wie möglich über dem Boden geführt werden und an gefährdeten Stellen mit Schutzringisolatoren besonders hoch isoliert sein.

Knoll.

K. B. McEachron. Thyrite. A New Material for Lightning Arresters. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 49, 350—353, 1930, Nr. 5. Verf. beschreibt hier zum ersten Mal ein neues Widerstandsmaterial, das die General Electric Co. für Blitzschutzableiter unter dem Namen „Thyrite“ entwickelt hat. Es ist dies eine Art Trockenporzellan und fabrikatorisch bereits so weit entwickelt, daß die elektrischen und mechanischen Eigenschaften innerhalb der praktischen Grenzen nach Belieben variiert werden können. Tyrite folgt nicht dem Ohmschen Gesetz, sondern wenn die angelegte Spannung sich verdoppelt, steigt die Stromstärke auf das 12,6fache. Die charakteristische $RI^a = C$, d. h. trägt man $\log R$ in Abhängigkeit von $\log I$ auf, so erhält man eine gerade Linie, deren Neigung durch den Exponenten a bestimmt ist. Der Widerstand ist etwas abhängig von der Temperatur, kehrt aber bei Abkühlung wieder auf seinen Anfangswert zurück, d. h. Tyrite zeigt keine Alterungerscheinungen. Ferner ist der Widerstand unabhängig von der Periode des Stromes oder der Spannung. Zusammengefäßt bietet Thyrite folgende Vorteile: Isolationsschutz in weitem Umfange, großen Sicherheitsfaktor, Beständigkeit, geringe Größe und Gewicht, niedrige Installationskosten und unveränderliche elektrische Eigenschaften, die jederzeit nachgeprüft werden können. Verf. setzt im einzelnen die Eigenschaften eines idealen Blitzschutzwiderstandes auseinander und gibt auf Grund von Meßversuchen an, bis zu welchem Grade Thyrite diesen Forderungen gerecht wird. Die charakteristischen Stromspannungskurven verschiedener Thyritescheiben wurden mit dem Kathodenoszillographen aufgenommen und gezeigt, wie auf Grund der wohldefinierten Eigenschaften des neuen Materials die praktischen Verhältnisse vorausberechnet und geprüft werden können.

Patzelt.

C. J. McLennan, J. H. McLeod and H. J. C. Ireton. On the Intensities of the Light of the Oxygen Green Line of the Night Sky. Trans. Roy. Soc. Canada, Sect. III, (3) 22, 397—412, 1928, Nr. 2. Verff. untersuchen die Intensitätsänderung der grünen Sauerstofflinie des Nachthimmels im Verlauf der Nachtstunden.

K. Wurm.

L. Vegard. Die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen und die Konstitution der höheren Atmosphärenschichten. ZS. f. Geophys. 6, 42—56, 1930, Nr. 1.

Scheel.

H. Deslandres. Sur une cause nouvelle qui intervient pour augmenter ou modifier l'intensité des raies et des bandes dans les spectres d'atomes et de molécules. C. R. 190, 836—840, 1930, Nr. 14. Verf. hatte

früher 34 Spektren einfacher Körper der organischen Chemie, von N, O, C und deren Verbindungen mit Wasserstoff, untersucht und als Frequenz ihres hellsten Teiles 1062,5 ermittelt. Die Untersuchungen werden jetzt auf das Nordlicht und das Licht der Kometenschweife ausgedehnt. Auch die Frequenzen der äußersten Linien von Elementen in der Chromosphäre sind Vielfache dieser Grundfrequenz. Gemessen wurden die Atome und Ionen der Elemente Ti, Cr, Fe, Ca, Sc, Zn und Y in den Jahren 1905 und 1926. In den Kometenschweifen findet man das Bandenspektrum von CO. Das Spektrum des Nordlichtes enthält die Banden des negativen Stickstoffs. Beide Spektren stellaren Ursprungs haben als Träger Moleküle gleichen Molekulargewichts (28), das ein Vielfaches von 4 ist. Und ihre Banden besitzen die gleiche Vielfache der obigen Frequenz. Wenn man sie in einer Heliumatmosphäre erzeugt, ist auch dann noch die stärkste Bande ein Vielfaches derselben. Auch einige Linien des Wasserstoffs können auf dieselbe Frequenz zurückgeführt werden. Eine Erklärung dieser Beziehung kann noch nicht gegeben werden. Doch hofft Verf. die Frage etwas aufzuklären, indem er zeigen will, wie die Atome der Alkalien und der alkalischen Erden ebenfalls diese Grenzfrequenz aufweisen. *Stintzing.*

Walter M. H. Schulze. Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. Strahlentherapie 36, 270—298, 1930, Nr. 2. Zusammenfassender Bericht über Wesen und Messung der verschiedenen Komponenten der durchdringenden Strahlung (radioaktive Erd- und Luftstrahlung, Höhenstrahlung, Mauerstrahlung), an dessen Schluß einige Betrachtungen über die Möglichkeit etwaiger biologischer Wirkungen angestellt werden. *Risse.*

Bruno Rossi. Method of Registering Multiple Simultaneous Impulses of Several Geiger's Counters. Nature (Supplement) 125, 636, 1930, Nr. 3156. Es wird eine Verstärkerschaltung zur Verwendung bei beliebiger Anzahl von Zählrohren angegeben, welche die Koinzidenten automatisch aussondert, und die Absicht mitgeteilt, die magnetische Ablenkung der Höhenstrahlung mit Dreifachkoinzidenzen zu untersuchen. Ref. kann hinzufügen, daß er seit einem halben Jahre eine fast genau gleiche Schaltung benutzt, die sich bisher sehr gut bewährt hat. *Kolhörster.*

G. B. Rizzo. Le radiazioni penetranti. Cim. (N. S.) 6, CLX—CLXIII, 1929, Nr. 9. Kurzes Referat über die durchdringende Höhenstrahlung, beginnend mit Beobachtungen von Pacini (1911), Gockel, Hess, Kolhörster usw. Die zum Teil widersprechenden Angaben über die Periodizität dieser Strahlung deutet der Verf. dahin, daß 10 oder 15% mit etwas geringerem Durchdringungsvermögen eine sterntägliche Periode aufweisen und daher von bestimmten Gegenden des Welt- raumes kommen, die übrigen, durchdringenderen 85 bis 90% keine Periodizität aufweisen und daher gleichmäßig über alle Richtungen verteilt sein müssen. *K. Przibram.*

Antonio Rostagni. Le ultime ricerche sulla radiazione penetrante. Cim. (N. S.) 7, Revista S. XXXVII—XLII, 1930, Nr. 2. Bericht über neuere Arbeiten über die durchdringende Höhenstrahlung, insbesondere die von Skobelzyn und von Bothe und Kolhörster. *K. Przibram.*

S. Goldstein. Tidal Motion in Rotating Elliptic Basins of Constant Depth. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 213—231, 1929, Nr. 4. Der Verf. hat eine Lösung der hydrodynamischen Gleichungen der Gezeitenbewegung in einem rotierenden elliptischen Bassin gleichförmiger Tiefe gegeben. Die Gleichung für die Schwingungsdauer der freien Wellen ergibt sich aus dem Verschwinden einer

unendlich langen Determinante, deren Glieder Mathieusche Funktionen sind. Er zeigt, daß zwei Gattungen von Wellen — positive und negative — möglich sind und daß die Perioden der negativen Wellen mit zunehmender Rotation abnehmen, während die Perioden gewisser positiver Wellen zunehmen. Der Verf. gibt auch eine Lösung für die erzwungenen Gezeiten, die gewisses Interesse beanspruchen. Er gibt auch einige numerische Berechnungen und außerdem hat er seine theoretischen Ergebnisse experimentell in der rotierenden Kammer des Kaiser Wilhelm-Institutes für Strömungsforschung in Göttingen geprüft.

A. Defant.

Marcel Brillouin. Marées dynamiques avec continents. Loi de profondeur quelconque. Attraction du boursier. C. R. 190, 840—843, 1930, Nr. 14. Enthält die Fortführung der früher unter gleichem Titel begonnenen Untersuchungen.

Haurwitz.

S. F. Grace. A Semi-diurnal Lunar Tidal Motion of the Red Sea. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 273—296, 1930, Nr. 6.

K. Tsukuda. On the Mean Atmospheric Pressure, Cloudiness and Sea Surface Temperature of the North Pacific Ocean. Mem. Imp. Mar. Obs. Kobe 2, 163—201 u. 36 Tafeln, 1930, Nr. 4.

H. Ebert.

Seiti Yamaguti. On the Effect of Ocean Current, „Kurosiwo“, upon Sea Level. Effect of Waves. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 8, 75—84, 1930, Nr. 1. Neben dem in einer früheren Arbeit nachgewiesenen Windeinfluß auf die Seehöhe macht sich auch ein Einfluß der Wellen geltend, der nach Anbringung einiger von dem Dichtewechsel des Meerwassers abhängigen Korrekturen deutlich nachweisbar ist.

Haurwitz.

Franz Linke. Zur Vertikalbewegung isolierter Luftmassen. Meteorol. ZS. 45, 255—263, 1928, Nr. 7.

H. Ebert.

J. Letzmann und A. Wegener. Die Druckerniedrigung in Tromben. Meteorol. ZS. 47, 165—169, 1930, Nr. 5. Kennt man das Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung in einem atmosphärischen Wirbel, so läßt sich ohne Schwierigkeit das Gesetz der Druckverteilung für inkompressible sowohl wie für kompressible Flüssigkeiten berechnen. Wählen wir für den Kern eine lineare, für den Mantel eine hyperbolische Geschwindigkeitsänderung (in Abhängigkeit vom Abstande vom Wirbelzentrum), nehmen wir im übrigen mittlere Verhältnisse an, schließlich als Höchstwert der Geschwindigkeit 60 m/sec, so erhalten wir in inkompressiblen Medien 34,9 mm Hg, in kompressiblen Medien a) isothermer Fall 34,1 mm Hg, b) adiabatischer Fall 34,3 mm Hg als tiefste Druckerniedrigung. Die Unterschiede sind also sehr gering.

Haurwitz.

J. Rossmann. Höhentemperatur- und Höhenwindmessung. Bayer. Industr. u. Gewerbebl. 115, 19—22, 1929, Nr. 4. Für die gleichzeitige Messung von Temperatur und Windgeschwindigkeit in großen Höhen wird ein Gerät entwickelt, dessen empfindlicher Teil ein dünner Draht ist, der, in den Stromkreis einer Wheatstoneschen Brücke geschaltet, bei Belastung mit geringer Stromstärke als Widerstandsthermometer, bei starker Belastung als Hitzdrahtanemometer verwendet wird. Da die Abkühlung eines geheizten Drahtes in freier Atmosphäre von den Witterungsverhältnissen abhängt, mußte der Einfluß von Temperatur,

Feuchtigkeit und Druck der Luft auf die Anzeige des Gerätes experimentell ermittelt werden. Für die Wärmeabgabe an trockene Luft wurde die Gleichung gefunden

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = 0,94 \left(\frac{w d \varrho}{\eta} \right)^{0,354}$$

und für feuchte Luft

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = 0,94 \left(1 + 0,6 \frac{p_D}{p} \right) \left(\frac{w d \varrho}{\eta} \right)^{0,354}.$$

Hierin ist p der Luftdruck und p_D der Druck des Wasserdampfes in Millimeter Hg. Bei der Bestimmung der Konstanten wurden die Stoffwerte für die mittlere Temperatur (arithmetische Mittel aus Draht- und Lufttemperatur) eingesetzt.

Erk.

Albert Wigand. Das atmosphärische Aerosol. *Fortschr. u. Fortschr.* 6, 161—162, 1930, Nr. 12. Es wird gezeigt, daß sich manche Vorgänge der Atmosphäre, insbesondere die Bildung von Wolken und Niederschlag, erklären lassen, wenn man Analogien zur Kolloidwissenschaft aufsucht. Weiter wird auf die Allgemeingültigkeit der Koagulationsgesetze von M. v. Smoluchowski hingewiesen.

Frankenberger.

Wilhelm Schmidt und Paul Lehmann. Versuche zur Bodenatmung. *Wiener Ber.* 138 [2a], 823—852, 1929, Nr. 9/10. In ein 81 cm hohes Gefäß von 19,4 cm Querschnitt wurde eine 76 cm hohe Bodenprobe eingeschlossen. Durch eine angeschlossene Kolbenpumpe wurden meßbare periodische Änderungen des Volumens der Luft über der Bodenprobe erzeugt. Die hierdurch entstehenden Druckwellen wurden mit einem Aneroiddruckmesser registriert. Aus den Registrierungen ließ sich die Luftmenge berechnen, welche bei Druckänderungen die Bodenoberfläche durchdringt, also bei der Bodenatmung direkt beteiligt ist. Die Abhängigkeit dieser Luftmenge von der Periode der Druckwellen und vom Wassergehalt des Bodens wurde gemessen. Wegen der Reibung der Luft in der Bodenprobe nimmt die Bodenatmung schnell ab, wenn die Periode der Druckänderungen unter 10 sec verkleinert wird. Eine Ventilwirkung des Bodens verursacht eine Verkleinerung der Atmung bei Perioden über 10 sec, so daß bei einer Schwingungsdauer von 10 sec das Maximum der an der Bodenatmung beteiligten Luftmenge liegt. Durch Zufuhr von Wasser in die Bodenprobe wird die Atemluft verkleinert. Die Verkleinerung übersteigt das Volumen des eingeschlossenen Wassers um etwa 35%, weil vom Wasser Luftteile im Boden von der Atmung abgeschlossen werden. Es wird gezeigt, daß die kurzperiodischen Luftdruckschwankungen die Bodenatmung bewirken und daß die Wirkung der reinen Diffusion von untergeordneter Bedeutung ist. Aus dem Ergebnis der Messungen und den Registrierungen kurzperiodischer Luftdruckschwankungen läßt sich der Luftaustausch des Bodens mit der Atmosphäre abschätzen.

Frankenberger.

M. Bogolepow. Über die mittlere Jahresschwankung als Maß der Luftdruckveränderlichkeit. *Meteorol. ZS.* 47, 187—188, 1930, Nr. 5. In der Meteorol. ZS. 44, 442—473, 1927 untersucht Sigurd Evjen die barometrische Unruhe in Vardö. Als Maß der Unruhe bildet er für jeden Monat die Summe aller Differenzen zwischen Morgen-, Mittag-, Abend- und Morgenbeobachtungen ohne Berücksichtigung des Vorzeichens. Er findet eine ständige Abnahme der barometrischen Unruhe von 1875 bis 1925. M. Bogolepow, der diese Abnahme für unwahrscheinlich hält, empfiehlt als besseres Maß der barometrischen Unruhe den Mittelwert der jährlichen Differenzen der Jahresexreme, welche die

Abnahme der Unruhe zu Vardö nicht liefert. Er vermutet einen Zusammenhang zwischen der barometrischen Unruhe und dem Auftreten von Sonnenflecken.

Frankenberger.

A. H. R. Goldie. Atmospheric Light Columns from Artificial Lights. *Nature* 125, 743, 1930, Nr. 3159. Im Anschluß an die von Currie gegebene Beschreibung atmosphärischer Lichtsäulen, welche von irdischen Lichtquellen ausgehen (*Nature*, April 5, S. 526), berichtet A. H. R. Goldie von Lichtsäulen, die während des Krieges, von Bränden und Mündungsfeuern ausgehend, beobachtet wurden, wenn der Himmel mit dünnen, aus Eiskristallen bestehenden Wolken bedeckt war. Eine ähnliche Beobachtung C. Störmers wird zitiert.

Frankenberger.

Norbert Copony. Die säkularen Schwankungen der atmosphärischen Unruhe. *Meteorol. ZS.* 47, 171—176, 1930, Nr. 5. Der Verf. untersucht die Jahresmittel der interdiurnen Veränderlichkeit der Temperatur von Wien und Salzburg. Er findet eine stark ausgeprägte Schwankung, deren Periode etwa 25 Jahre beträgt. Die Änderung der Jahresmittel der interdiurnen Temperaturveränderlichkeit von Jahr zu Jahr soll einen der Temperaturveränderlichkeit selbst inversen säkularen Gang besitzen. Der säkulare Gang der atmosphärischen Unruhe wird durch die Veränderlichkeit der Temperatur besser wiedergegeben als durch die des Luftdrucks.

Frankenberger.

Anders Ångström. Die Variation der Niederschlagsintensität bei der Passage von Regengebieten und einige Folgen betreffs der Struktur der Fronten. *Meteorol. ZS.* 47, 177—181, 1930, Nr. 5. Idealisiert man die Intensitätsverteilung des Niederschlags bei der Passage von Warmfronten, so erhält man einen Verlauf, welcher einer Gaußschen Wahrscheinlichkeitskurve ähnlich ist. Macht man die Annahme, daß der aus einer Wolke fallende Niederschlag gleich ist der gleichzeitig darin kondensierenden Wassermenge, so liefert die Intensitätsverteilung des Niederschlags die Neigungen der Aufgleitfront, wenn die Horizontalgeschwindigkeit der aufgleitenden Luft konstant ist. So erhält der Verf. plausible Formen für die Fronten.

Frankenberger.

V. S. Kulebakin. Über die Lichtreflexion von den Erddecken. *Die Lichttechnik, Beibl. z. Elektrot. u. Maschinenb.* 7, 25—29, 1930, Nr. 3. Es wird ein Bericht über experimentelle Versuche über die Reflexion an verschiedenartigen Erddecken gegeben. Die ersten Versuche wurden bei senkrecht einfallendem Licht mit dem Kugelphotometer ausgeführt. Später wurde ein Epidiaskop verwendet und die durch das optische System des Apparates gehende und von dem Spiegel reflektierte Lichtstärke I gemessen. Eine weiße Eichplatte diente als Normal. Die Meßresultate beider Methoden stimmen gut überein. Es wurden auch die bei Variation des Lichteinfallwinkels entstehenden Änderungen des Reflexionskoeffizienten ausgewertet.

Spiller.

Eugenjusz Romer. The Ice Age in the Tatra Mts. *Mem. Polon. Cracovie* 1, 1—253, 1929.

H. Ebert.

Determination of the thickness of glacier ice. *Engineering* 129, 508, 1930, Nr. 3353. Es wird das Verfahren beschrieben, mit dem die Wegenersche Grönlandexpedition die Stärke des Inlandeises bestimmt hat. Dynamitladungen von 2 bis zu 13,5 kg Ladung wurden im Eis zur Explosion gebracht und die direkt seitlich im Eis sich fortpflanzende Welle sowie die vom Felsboden am Grund des

Gletschers reflektierte Welle wurden mit empfindlichen Instrumenten an Beobachtungsstellen photographisch aufgezeichnet, die 1 bis 2 km von der Explosionsstelle entfernt lagen. Das Verfahren war auf den Ötztaler Gletschern und dem Aletschgletscher erprobt worden. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Longitudinalwellen war dabei zu 3400 m/sec, die der Transversalwellen zu 1600 m/sec ermittelt worden. Für die Eisbedeckung Grönlands ergaben sich auf vier Stationen, die von der Küste bis 40 km landeinwärts verteilt waren, Dicken von 330, 600, 750 und 1250 m. Aus den Ergebnissen folgt, daß die Oberfläche des Landes im Innern von Grönland niedriger liegt als in der Nähe der Küste.

Erk.

M. Lagally. Zerreißerscheinungen in Strömungen zäher Flüssigkeiten. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 10, 137—141, 1930, Nr. 2. Der Verf. untersucht, von einer Arbeit von Somigliana ausgehend, die gleichförmige Bewegung einer sehr langsam strömenden zähen Flüssigkeit in einem zylindrischen Gerinne unter Vernachlässigung der Trägheitsglieder in der Navier-Stokeschen Gleichung und der Kompressibilität. Während Somigliana aus der Geschwindigkeitsverteilung an der Oberfläche auf die Geschwindigkeitsverteilung im Innern und das Gerinneprofil schließt, untersucht Lagally den Deformations- und Spannungszustand innerhalb der Flüssigkeit. Es ergibt sich, daß drei Gebiete zu unterscheiden sind: a) reine Druckgebiete, b) Zuggebiete, wo die Zugspannung kleiner als die Zerreißspannung ist, c) Zerreißgebiete. Im allgemeinen besitzen die Hauptspannungslinien eines Spannungszustandes keine Orthogonalflächen. Die Reißflächen müßten daher nach Ansicht des Verf. infinitesimal bleiben, wenn nicht die vernachlässigte Kompressibilität die Ausdehnung endlich großer Reißflächen und ihr Auftreten in endlich großem Abstand ermöglichte. Die Reißflächen stehen auf der freien Oberfläche senkrecht. Ihre Schnittlinien mit der Oberfläche verlaufen unter 45° zum Rand. Mit größerer Tiefe nimmt diese Streichrichtung zu, während der Einfallswinkel immer flacher wird. Als Beispiel wird eine Strömung auf ebener Grundlage betrachtet, hierbei können Zerreißerscheinungen nur auftreten, wenn die Unterlage mehr als 45° Gefälle hat, und zwar nur von unten her.

F. Weinig.

M. Lagally. Versuch einer Theorie der Spaltenbildung in Gletschern. ZS. f. Gletscherkunde 17, 285—301, 1929, Nr. 4/5. Der Verf. bringt eine Anwendung einer früheren Arbeit auf die Spaltenbildung in Gletschern unter Hinweis auf die noch zu machende Voraussetzung der Isotropie. Solange für die Eiskörper keine ausgezeichnete Orientierung anzunehmen ist, wird sie für zulässig gehalten. Lagally kommt zu folgenden Ergebnissen: Wenn der Geschwindigkeitsanstieg auf der Gletscheroberfläche vom Rande aus linear erfolgt, treten die Spalten am Rande auf. Wenn er parabolisch ist, dagegen weiter im Innern des Gletscherfeldes.

F. Weinig.

Norddeutscher Lloyd, Literarische Abtlg. Meteorologische Studien auf See. Meteorol. ZS. 47, 194, 1930, Nr. 5. Zur Erforschung der Luftströmungen, auch in größeren Höhen, wurde u. a. auch auf dem Dampfer „Sierra Morena“ des Norddeutschen Lloyd eine Pilotstation von der Deutschen Seewarte errichtet. Von den Offizieren werden täglich ein oder mehrere Gummiballone gestartet. Die Ausmessung der Flugbahn lieferte wichtige Feststellungen über Passat und Antipassat.

Frankenberger.

E. O. Hulbert. Ionization in the upper atmosphere of the earth. Phys. Rev. (2) 31, 1018—1037, 1928, Nr. 6.

H. Ebert.

W. H. J. Childs and R. Mecke. Intensities in the Atmospheric Oxygen (Intercombination) Bands. Nature 125, 599—600, 1930, Nr. 3155. Die

A-Gruppe der atmosphärischen Sauerstoffbanden bei 7600 Å wird mit verschiedenen Schichtdicken (14,33 und 60 m) am großen Gitter aufgenommen. Da sich das Beersche Gesetz als gültig erweist, berechnen die Verff. aus den Absorptionskoeffizienten direkt die Übergangswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Bandenlinien. Die Summenregel $P_2(j) + P_3(j) + R_2(j) + R_1(j) = 2j + 1$ gilt nur für höhere j -Werte.

H. Kuhn.

Richard Ruedy. Changes in the ozone concentration of the atmosphere. Phys. Rev. (2) 35, 295, 1930, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Ozonschicht, die 3 mm äquivalent ist, befindet sich in der Atmosphäre oberhalb von 40 km Höhe in einer Luftsäule, die nicht mehr als 100 m Luft von Seehöhe äquivalent ist. Das entspricht einer Volumenkonzentration 10^{-3} bis 10^{-4} , einem Wert, der roh mit dem übereinstimmt, der sich aus dem Nernstschen Theorem für ein Wärmegleichgewicht bei 6000° berechnet. Bei Konzentrationen von dieser Größenordnung darf die natürliche thermische Zersetzung des Ozons nicht vernachlässigt werden, wie man es zur Erklärung der Abnahme des Ozons nach dem Äquator hin getan hat. Sie tritt auch bei zyklonalen oder antizyklonalen Zuständen zutage, infolge der in die Troposphäre eingestrahlten oder von ihr ausgestrahlten Wärme. Während der ultravioletten Sonnenausbrüche, die zur Erklärung der Nordlichter und magnetischen Stürme herangezogen sind, kann die ozonerzeugende Strahlung das 6fache, die zerstörende Strahlung aber nur das 1,2fache der Durchschnittswerte erreichen. Die neuerdings in Arosa, Marseille, Oxford usw. ausgeführten täglichen Messungen zeigen keine Zunahme von Ozon an den wenigen Tagen, die den stärksten magnetischen Stürmen vorangingen oder auf sie folgten. Wenn ein solcher Ausbruch jedoch nur $\frac{1}{2}$ Stunde dauert, so würde die Ozonzunahme kleiner als der Beobachtungsfehler sein (Zunahme 0,01 cm), andererseits wurden Zunahmen von 0,04 cm ohne magnetische Stürme beobachtet. Güntherschulze.

G. M. B. Dobson. L'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 241–246, 1929, Nr. 7. Zusammenfassende Darstellung der derzeitigen Kenntnisse über das Ozonvorkommen in der höheren Atmosphäre. Kohlörster.

J. Dufay. Observation photographique des bandes de Chappuis dans le spectre solaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 31S, 1930, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 288.] Aus den Plaskettschen Messungen der atmosphärischen Ozonbanden wird mit Hilfe des Rayleighschen Gesetzes die wirksame Schichtdicke des atmosphärischen Ozons, auf normale Bedingungen reduziert, berechnet. Eine Untersuchung der direkten Sonnenstrahlung nahe dem Horizont, also für ozonreiche Schichten, für die sich die Methode besonders eignet, ist begonnen worden.

Ritschl.

W. Kastrow. Zur Frage nach der Abschwächung der Sonnenstrahlung in der idealen Atmosphäre. Meteorol. ZS. 47, 140–145, 1930, Nr. 4. Divergenzen der Werte der Abschwächung der Sonnenstrahlung in der idealen Atmosphäre, die von verschiedenen Forschern ermittelt wurden, lassen sich in der Hauptsache auf Verwendung verschiedener Energiekurven des Sonnenspektrums zurückführen. Daneben werden einige Einwände gegen eine frühere Arbeit des Verf. besprochen und einige Versehen berichtigt.

Haurwitz.

P. Barreca. Sulle colorazioni, nei crepuscoli, degli oggetti terrestri. Cim. (N. S.) 6, CLXIV, 1929, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nach Versuchen des Verf. können die für das „Nachglühen“ charakteristischen Färbungen mit passenden Anordnungen bei jeder Dämmerung beobachtet werden. K. Przibram.

C. et M. Schlumberger. Sur la détermination électromagnétique du pendage des couches sédimentaires. C. R. 190, 1064—1066, 1930, Nr. 18. Die Verff. zeigen, daß die Anisotropie sedimentärer Formationen ihre elektromagnetische Erforschung über Tage ermöglicht, sobald eine Bedeckung mit Oberflächengestein die direkte geologische Untersuchung behindert. Wie die Verff. berichten, konnten ihre theoretischen Überlegungen in einer großen Anzahl von Fällen und für sehr verschiedene geologische Formationen bei Tiefen über 500 m bestätigt werden. Zum Schluß werden die von den potentiometrischen und elektromagnetischen Messungen gelieferten Bestimmungsstücke und ihre Eignung zur Lösung der Aufgabe erörtert.
Hopfner-Wien.

Arnaldo Bellugi. Sulla misura di campi elettromagneticci di una corrente alternata impressa al suolo. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 1, 4—8, 1930, Nr. 1. Bei den geoelektrischen Untersuchungen kann man das elektromagnetische Feld eines Wechselstromes mittels einer neuen einfachen Methode ausmessen. Außerdem weist der Verf. auf die Mängel der verschiedenen Versuche hin, die man bis heute zur Lösung der obigen Frage angestellt hat.
Scheel.

W. Vernadsky. Sur les eaux naturelles riches en radium. C. R. 190, 1172—1175, 1930, Nr. 20. Geochemische Spekulationen, die sich an die Auffindung besonders stark radioaktiver Quellen in Rußland knüpfen.

K. W. F. Kohlrausch.

G. Falckenberg. Prüfung der Konstanten der Ångströmschen Pyrgeometer. Meteorol. ZS. 47, 181—183, 1930, Nr. 5. Beschreibung einer einfachen Vorrichtung zur Eichung der Pyrgeometer. Eine Eichung mit dieser Vorrichtung war in guter Übereinstimmung mit einer Konstantenbestimmung in der Physikalisch-Technischen Reichanstalt.
Dziobek.

K. Feussner. Zur Ångström- und Smithsonian-Skala. Meteorol. ZS. 47, 193—194, 1930, Nr. 5. Es handelt sich um Differenzen von etwa 3% bei Benutzung verschiedener Pyrheliometer.
Dziobek.

Ryuzaburō Taguti. Integrating Photometer for Sunshine. Bull. Inst. Phys. a. Chem. Res. Tokyo 9, 220—230, 1930 (japanisch); Abstracts 9, 25, 1930, Nr. 3 (englisch). Im angegebenen Apparat betätigt der intermittierende Entladungsstrom einer Neonröhre, zu der ein Kondensator parallel und eine Photozelle in Serie geschaltet ist, ein Spezialrelais, dessen Empfindlichkeit und genaues Ansprechen durch einen Eisenwasserstoffwiderstand erhöht wird. Die Anzahl der Entladungen, die proportional der Lichtintensität ist, kann auf einer Skale unmittelbar abgelesen werden. Zum Apparat hat der Erfinder, wie er angibt, auch die Theorie entwickelt.
Hopfner-Wien.

Albert Nodon. Effets d'ionisation par l'action solaire. C. R. 190, 882—884, 1930, Nr. 14. Die Ergebnisse verschiedener Untersuchungen über die ionisierende Wirkung der Sonnenstrahlung auf Blei und andere Substanzen wurde bereits von Mlle Maracineanu und anderen bekanntgegeben. Verf. berichtet über analoge Untersuchungen, die schon im Jahre 1902 ausgeführt worden sind. Es wurden verschiedene Metalle der Sonnenstrahlung ausgesetzt (Messing, Kupfer, Aluminium und Blei) und der Einfluß derselben photographisch festgestellt. Im Jahre 1922 wurden analoge Versuche wieder aufgenommen, und zwar mit Bleilamellen. Es scheint, daß die dabei auftretenden Erscheinungen Strahlungen verschiedener Natur zuerkannt werden müssen, die direkt von der Sonne oder indirekt aus

den höchsten Schichten der Atmosphäre stammen (C. R. 174, 1922). Im Jahre 1923 wurden neuerlich Versuche ausgeführt, und zwar mit Blei und Wismut, Uran und Radium, wobei sich zeigte, daß die Aktivität des Radiums und des Urans unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung bedeutende Veränderungen erleidet (C. R. 176, 1923, Nr. 1705 und Nature 123, 1929).

Seidl.

A. S. Eddington. The Problem of Stellar Luminosity. *Nature* 125, 489, 1930, Nr. 3152. Die kurze Mitteilung enthält eine Erwiderung auf die Kritik, die Milne an Eddingtons Theorie der absoluten Helligkeit als Funktion von Masse und Radius der Sterne geübt hat.

Brück.

E. Perepelkin. Über die Veränderung der Rotationsgeschwindigkeit der Sonne mit der Höhe. C. R. Leningrad 1930, S. 33–36, Nr. 2. In vorliegender Arbeit werden die Ergebnisse der Untersuchungen über Rotationsgeschwindigkeiten in Protuberanzen mitgeteilt. Als Material dienen 650 Spektrogramme der *H*- und *K*-Linien des Ca^+ , die am 30 cm-Refraktor in Pulkowa mit Hilfe des Dreiprismenspektrographen aufgenommen wurden. Erst wird das Verfahren zur Bestimmung von Positionswinkel und Höhen von Gipfel und Basis der Protuberanz angegeben. Die ermittelten Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Gipfel und Basis, befreit von anderen Einflüssen und auf den Äquator reduziert, sind in einer Tabelle mitgeteilt. Sie sind geordnet nach den Unterschieden ≤ 6 und $\leq 3 \text{ km/sec}$ einerseits nach der Höhe und andererseits nach der Breite. Der daraus bestimmte Mittelwert ist für Basishöhe $11''$ (8000 km) und Gipfelhöhe $33''$ (24000 km), Breite 30° für die erste Gruppe $= + 0,08 \pm 0,14 \text{ km/sec}$ mit dem wahrscheinlichen Fehler $\pm 1,37 \text{ km/sec}$; für die zweite $= - 0,01 \pm 0,10 \text{ km/sec}$ und den wahrscheinlichen Fehler $\pm 0,89 \text{ km/sec}$. Dies gibt für die Differenzen der Rotationsgeschwindigkeiten bei $\leq 6 \text{ km/sec}$ $+ 0,20 \pm 1,0^\circ$ und für $\leq 3 \text{ km/sec}$ $- 0,5^\circ \pm 0,7^\circ$, so daß sich in Übereinstimmung mit Evershed eine in verschiedenen Höhen der Protuberanz gleiche Rotationsgeschwindigkeit ergibt.

Sättele.

N. Perrakis. Quelques résultats nouveaux de spectroscopie solaire. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 1, 10 S, 1930, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 286.] Die Trennungsschicht zwischen der umkehrenden Schicht und der Chromosphäre der Sonnenatmosphäre wird durch die Linie 4227 Å des neutralen Ca angegeben und befindet sich 5000 km über der Photosphärenoberfläche. Die umkehrende Schicht ist eine verhältnismäßig sehr dichte und überaus verzwickelt zusammengesetzte Gasmasse, die Chromosphäre erscheint als verdünnte Wolke, vorwiegend aus Ca^+ und freien Elektronen, die durch den Strahlungsdruck (Milne) gehalten wird. Die Anwesenheit von Helium zeigt sich in der Chromosphäre durch ungefähr 30 Strahlen der Linie D_3 , letztere tritt auf der Sonne in Absorption auf in gestörten Gebieten oder in Flecken (Buss, Nicholson und Perrakis). Der Abschluß gibt einen Auszug der Untersuchungen über die Identifizierung von Bor in Flecken (Nicholson und Perrakis).

Sättele.

S. A. Mitchell. The spectrum of the chromosphere. *Astrophys. Journ.* 71, 1–61, 1930, Nr. 1. Die umfangreiche Mitteilung ist eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse der spektroskopischen Erforschung der Chromosphäre. Das Material entstammt den Fixsternbeobachtungen von 1905 und 1925. Der beobachtete Wellenlängenbereich geht von $\lambda 3066$ bis $\lambda 7065$ Å-E. Das Spektrum der Chromosphäre unterscheidet sich vom Fraunhofer'schen Spektrum in den Linienintensitäten, und zwar zeigen sich die sogenannten „enhanced Lines“ verstärkt. Bei

ein und demselben Element entstehen die Linien des ionisierten Atoms in höheren Schichten als die des neutralen Atoms in Übereinstimmung mit der Sahaschen Theorie. Die größten Höhen werden von Ca^+ (14000 km) und H_α (12000 km) erreicht. Eine Wellenlängendifferenz zwischen Chromosphärenspektrum und Fraunhoferschem Spektrum liegt nicht vor. Ein Vergleich der Spektren von 1905 und 1925 zeigt, daß für Höhen über 5000 km die Spektren ganz identisch sind, in den mittleren Schichten unter 5000 km aber systematische Unterschiede vorliegen, die zeigen, daß die Sonnenaktivität in dieser Schicht inzwischen stark gewesen ist.

K. Wurm.

Carl Störmer. Spectrum of the Sunlit Auroral Rays. Nature 125, 305, 1930, Nr. 3148. Die Mitteilung ist eine Antwort auf die Kritik von Professor Vegard (Nature, Dezember 1929) an einigen Ergebnissen, die Verf. und Moynes im August 1929 mitgeteilt haben. Die Auswertungen jener Arbeit sind nur als vorläufige zu betrachten, die Intensitäten sind nicht quantitativer, sondern qualitativer Natur. Da die dort angegebenen photometrischen Auswertungen nicht überzeugend sind, werden in vorliegender Arbeit drei Figuren veröffentlicht, zwei davon geben die früheren Ergebnisse, die dritte beruht auf Aufnahmen vom Herbst 1929. Allerdings ist nur das Spektrum der gewöhnlichen Morgenrotstrahlen (*c*) im Erdschatten neu, die dritte Figur ist nun die Gegenüberstellung der photometrischen Auswertung dieser neuen Aufnahme mit der vom August 1929 (*B* und *C*). Aus dieser Figur geht deutlich die Gleichheit der Intensitäten von 5577 hervor, die Stickstofflinien 3914 und 4278 zeigen sehr starken Intensitätsunterschied (in *B* wesentlich stärker).

Sättle.

Henri Mémery. L'hiver de 1930 et l'activité solaire. C. R. 190, 807–808, 1930, Nr. 13. Die Ursache für den Unterschied im Temperaturverlauf in den Wintern 1829/30 und 1929/30 ist nach Ansicht des Verf. in der verschiedenen Sonnenaktivität (Zahl und Größe der Sonnenflecken bzw. Fackeln) in diesen beiden Epochen zu suchen.

Hopfner-Wien.

E. Perepelkin. Über die Separation der Geschwindigkeiten verschiedener Gase in den Protuberanzen. C. R. Leningrad 1930, S. 37–38, Nr. 2. Verf. benutzt das Material zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeiten aus Protuberanzen, um den von S. K. Pike (Month. Not. 88, 635) angegebenen Effekt, wonach in eruptiven Protuberanzen Atome verschiedener Gase verschiedene Geschwindigkeit haben, zu prüfen. Diese Geschwindigkeit ist nicht abhängig vom Atomgewicht, sondern von der Breite und der Tiefe der Absorptionslinien des Sonnenspektrums, die von diesen Atomen herühren können. Es muß sich also für diese Atome ein für alle Protuberanzen konstanter Wert ergeben. Pike hat das Verhältnis für Ca^+ und Sr^+ theoretisch ermittelt, doch scheint für Sr^+ eine Beobachtung nicht möglich. Prüfung ist möglich für das Geschwindigkeitsverhältnis von Ca^+ (*H*- und *K*-Linien) und Wasserstoff (H_α), dagegen bereitet die Berechnung Schwierigkeiten. Nach Pike soll der Unterschied nicht so stark wie bei Ca^+/Sr^+ und kleiner als 1 sein. Verf. findet für Geschwindigkeiten zwischen 0 und > 7 km/sec für Gruppen von 2 zu 2 km/sec Werte zwischen 62 und 76%, als Mittelwert von 1929 66%, von 1928 74%. Genauere Vergleichung mit der Theorie scheint unmöglich.

Sättle.

W. E. Bernheimer. Über den angeblichen Zusammenhang der Sonnenstrahlung mit der Fleckenhäufigkeit. Meteorol. ZS. 47, 190–191, 1930, Nr. 5. W. E. Bernheimer stellt an Hand eigener und fremder Beobachtungen

fest, daß kein Zusammenhang zwischen der Sonnentätigkeit und der Sonnenstrahlung, auch nicht im Ultraviolett, besteht. Er zweifelt daher an einen Einfluß der Sonnenflecken auf den Witterungsverlauf.

Frankenberger.

E. O. Hulbert. A theory of zodiacal light. Phys. Rev. (2) 35, 663, 1930, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Da die Sonnenprotuberanzen die Nordlichter und magnetische Stürme verursachen, auch zu Änderungen im Zodiakallicht führen, ist es möglich, daß das Zodiakallicht im wesentlichen Sonnenlicht ist, das von den absorbierenden Teilchen reemittiert und nicht gestreut oder reflektiert wird. Damit kommt die alte Ansicht wieder zu Ehren, daß die Teilchen ihren Ursprung in der Erdatmosphäre haben, obwohl die 15%ige Polarisation des Zodiakallichtes unerklärt bleibt. Neutrale Atome und Moleküle der oberen Grenze der Tagesatmosphäre der Erde werden durch Stöße zweiter Art mit Geschwindigkeiten von 11 km/sec aufwärtsgeschleudert in Höhen von 30 000 bis 80 000 km, wo sie durch das ultraviolette Sonnenlicht ionisiert werden. Unter der Wirkung der Erdanziehung, des Magnetfeldes der Erde und des Druckes der Sonnenstrahlung entsteht ein oblonger Ring von Ionen und Elektronen um die Erde in der Ebene der Ekliptik. Die Ionendichten sind sehr gering, unter 10^3 im Kubikzentimeter. Sie erzeugen das Zodiakallicht. Der Ring hat vielleicht einen Abstand von 50 000 km auf der Tagseite der Erde; auf der Nachseite erstreckt er sich zu großen Abständen von 10^5 bis 10^6 km. An seinem äußeren Ende strömen die Ionen kontinuierlich in der Richtung der Sonnenstrahlen ab, so daß der Ring in eine Art Kometenschweif übergeht, der der Gegenschein ist. Die Schätzungen des Abwanderns führen zu einer Abwanderung der Erdatmosphäre um 10^6 Ionen pro Quadratzentimeter und Sekunde oder 10^{-6} der Atmosphäre in 10^6 Jahren.

Güntherschulze.

C. I. Rolbanesco. Démonstration de la loi empirique de Carrington-Faye ou de l'accélération solaire. Bull. Acad. Roumaine 12, 197—199, 1929, Nr. 7/10. In der Abhandlung wird auf elementarem Wege eine theoretische Ableitung der von Carrington und Faye empirisch festgestellten Gesetzmäßigkeit in der Rotation der Sonnenflecken gegeben.

Hopfner-Wien.

Leonardo Martinazzi. Contributo allo studio della luminosità delle stelle cadenti. Cim. (N. S.) 6, 418—422, 1929, Nr. 10. Der Verf. erörtert die Schwierigkeiten, die sich auf Grund der bestehenden Hypothesen über das Leuchten der Sternschnuppen der Erklärung der von J. Sikara (Bull. Soc. Astronom. de France 41, 97, 1927) beobachteten Helligkeitsschwankungen entgegenstellen, und findet sie am ehesten nach der elektrischen Hypothese von Burgatti (Lincei Rend. 5, 614, 1927) erklärbar.

K. Przibram.

Tcheslas Bialobrzeski. La constitution interne et le rayonnement des étoiles. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 237—248, 1928, Nr. 8. Der Artikel enthält eine zusammenfassende Darstellung der neueren und wichtigsten Ergebnisse der theoretischen Astrophysik.

K. Wurm.

P. ten Bruggencate. Diffuse galaktische Nebel. Naturwissenschaft. 18, 113—115, 1930, Nr. 5. Die diffusen galaktischen Nebel leuchten unter der Einwirkung benachbarter Sterne. Sind diese vom Spektraltyp Oe 5 — B 0, so besitzen die Nebel Linienspektrum, die Nebelmaterie ist infolge der vom Stern ausgehenden Anregung stark ionisiert. Sind die Sterne von späterem Typ. so wird ein kontinuierliches Nebelspektrum beobachtet. Auch hier ist eine An-

regung der nicht oder nicht genügend ionisierten Materie (Molekülen) möglich. Die scharfe Grenze zwischen den beiden Arten von Leuchtvorgängen ist dadurch bedingt, daß die frühen Spektraltypen eine starke Zunahme des kontinuierlichen Spektrums im äußersten Ultraviolett besitzen, die bei den späteren fehlt. *A. Kopff.*

V. M. Goldschmidt. Über das Vorkommen des Germaniums im Meteoriten von Cranbourne. ZS. f. phys. Chem. (A) 146, 404—405, 1930, Nr. 5. Da von dem als seltenes Element bekannten Germanium vermutet wird, daß wegen seines ausgesprochenen chalkophilen Charakters seine Hauptmenge in frühzeitig im Erdkörper ausgeschiedenen Sulfidmassen angereichert sein dürfte, hat der Verf., in der Erwartung, daß das Element daher in der Sulfidphase von Meteoriten nachweisbar sein müßte, den Meteoriten von Cranbourne in Australien, und zwar dessen rostige Partien, die größtenteils aus Troilit (FeS) und dessen Oxydationsprodukten bestehen, untersucht. Die chemische und röntgenspektrographische Untersuchung ergab erhebliche Mengen von Germanium in der Größenordnung von 0,1%.
Hopfner-Wien.

C. S. Beals. On the Nature of Wolf-Rayet Emission. Month. Not. 90, 202—212, 1929, Nr. 2. Verf. macht mit der Arbeit einen Versuch, die breiten Emissionsbanden der Wolf-Rayet-Sterne zu erklären. Ausmessungen der Banden zeigen, daß ihre Breite (für dieselben Elemente, zumeist in der Balmer- und Pickeringserie) von Rot nach Violett zu an Breite abnimmt. Diese Abnahme verläuft proportional zur Abnahme der Wellenlänge, so daß die Annahme, die Verbreiterung der Bänder als Dopplereffekt zu deuten, an Wahrscheinlichkeit gewinnt. Das Auftreten von Absorptionslinien, verschoben nach dem violetten Ende der Banden, steht im Einklang mit der Theorie einer rapiden Gasbewegung in Richtung der Gesichtslinie. Die Breite der Bänder hängt dann von dem Maximum der positiven und negativen Geschwindigkeiten der Gasteile in Richtung auf den Beobachter ab. Die Ausfüllung der Banden zwischen den beiden Extremen muß der Streuung der Geschwindigkeiten zugeschrieben werden, d. h. der Tatsache, daß die Geschwindigkeitsrichtung des Gases alle möglichen Winkel von 0° bis 180° mit der Richtung zum Beobachter hat. Die Absorptionen auf der violetten Seite der Bänder finden Erklärung durch Absorption des kontinuierlichen Spektrums durch den Teil einer um den Stern konzentrierten Nebelhülle, die zwischen ihm und dem Beobachter liegt. Da die Gase in diesem Teil die größte negative Geschwindigkeit in Richtung der Gesichtslinie haben, folgt daraus die Violettverschiebung der Absorptionslinien. Diese Theorie lehnt sich im wesentlichen an frühere Erklärungen der Emissionen in den Spektren der neuen Sterne an. Die Breite der Banden in den Spektren der Novae ist von derselben Ordnung wie die der Wolf-Rayet-Sterne, beide zeigen das Anwachsen der Bandenbreite mit wachsender Wellenlänge. Als Kraft, die eine derartige Atombewegung aus dem Innern des Sternes hervorbringen könnte, kommt selektiver Strahlungsdruck in Frage. Da der als Geschwindigkeit gedeutete Effekt, den man bei Novae und Wolf-Rayet-Sternen beobachtet, mehrere hundert Kilometer pro Sekunde beträgt, stehen die beobachteten Resultate mit der Theorie in Einklang. Im Zusammenhang mit der Theorie, daß die Wolf-Rayet-Emission durch ein Ausstoßen von Sternmaterie zu erklären ist, diskutiert der Verf. die Frage des Massenverlustes dieser Sterne. Es ergeben sich folgende Überschlagsrechnungen: Stern mit Sonnenmasse und Sonnenradius: Bruchteil des Massenverlustes pro Jahr = $6 \cdot 10^{-12}$; Stern mit 30 mal Sonnenmasse und Radius von 100 Millionen Kilometer: Bruchteil des Massenverlustes pro Jahr = $4 \cdot 10^{-9}$. Hierbei ist die Geschwindigkeit der Teilchen zu 2000 km (ungefähr oberer Grenzwert bei den Wolf-Rayet-Sternen) und die

Dichte = $3 \cdot 10^{-17}$ (Sonnenchromosphäre) angenommen. Auf Grund dieser Rechnungen glaubt der Verf. keinen ernsten Einwand mehr gegen die Theorie zu sehen. Ausmessung und Diskussion der Spektren vom Typ P Cygni, η Carinae und anderen Sternen mit charakteristischen Merkmalen des Sternes P Cygni scheinen ziemlich sicher zu beweisen, daß die Grundlage der obigen Theorie auch hier zur Deutung der Erscheinungen herangezogen werden kann.

Rolf Müller.

Bernhard Sticker. Temperaturen von Riesen- und Zwergsternen. ZS. f. Phys. 61, 557—562, 1930, Nr. 7/8. Nach Klarlegung der theoretischen Grundlagen des Temperaturleuchteffektes wird eine exakte Darstellung desselben für alle Spektralklassen gegeben. Weiterhin werden einige Anwendungen daraus besprochen.

K. Wurm.

Ross Gunn. Electrodynamic damping in pulsating stars. Phys. Rev. (2) 35, 295, 1930, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird gezeigt, daß kleine radiale Pulsationen von Sternen stark durch elektrodynamische Kräfte gedämpft werden, wenn der Stern ein Magnetfeld hat. Die Theorie des Verf. über das permanente Magnetfeld der Sonne gibt an, daß das Feld durch Aufbauvorgänge hervorgerufen wird, die durch ein kleines Initialfeld eingeleitet werden. Letzteres entsteht wahrscheinlich aus der Rotation eines Sternes in Verbindung mit einer Trennung der Ladungen, obwohl sich auch andere Entstehungsweisen denken lassen. Also haben rotierende Sterne ein Magnetfeld und können nicht pulsieren und umgekehrt haben Sterne, die pulsieren, kein Magnetfeld und rotieren nicht. Die Veränderlichen der Cepheiden pulsieren und haben infolgedessen kein Magnetfeld und rotieren nicht. Das paßt zu der Vorstellung, daß diese Veränderlichen als junge Riesensterne so groß sind, daß sie bei Rotation nicht mehr stabil wären. Diese Überlegungen dürften die Schwierigkeiten beseitigen, auf die Eddington bei seiner Theorie der Sternenpulsation stieß.

Güntherschulze.

V. Ambarzumian. Zur Theorie der Absorptionslinien in Sternatmosphären. ZS. f. Phys. 61, 151—152, 1930, Nr. 1/2. Es wird eine Abhängigkeit der Intensität innerhalb einer Spektrallinie von anderen physikalischen Größen in der Sternatmosphäre abgeleitet.

K. Wurm.

Heber D. Curtis. A Set of Permanent Parallax Sectors. Publ. Allegheny Observatory Pittsburgh 8, 23—25, 1930, Nr. 2. Bei parallaxen Arbeiten auf der Sternwarte benutzt man gewöhnlich eine sich schnell drehende, verstellbare Sektorscheibe mit Gradeinteilung. Ein solcher Sektor hat im Gebrauch manche Nachteile und ist nur für mäßige Größenreduzierung geeignet. Beobachtungen von 345 Sternen auf der Allegheny-Sternwarte haben ergeben, daß für 72% aller Messungen eine Sektoröffnung kleiner als $0,01 \cdot 2\pi$ und für 62% gleich oder kleiner als $0,005 \cdot 2\pi$ gebraucht wird. Die Einstellung der Sektorbacken auf solche Werte bei Dunkelheit oder im Winter ist aber sehr schwierig und kann beachtbare Ablesefehler ergeben. Es wurde daher ein Satz von 43 nicht verstellbaren Sektoren mit verlängerter Achse für Größenreduzierungen von 0,2 bis 8,8 mit einem Durchmesser von 43 mm hergestellt. 18 Sektoren haben kleinere Öffnungen als $0,01 \cdot 2\pi$, 20 andere erhielten zwei gegenüberliegende Öffnungen zur besseren Gleichgewichtsverteilung. Alle Sektoren wurden geschwärzt und in der üblichen Weise numeriert; sie sind mehr als 1 Jahr erprobt worden und haben sich gut bewährt.

Mentzel.

Geophysikalische Berichte

V. Conrad. Professor Dr. Karl Haussmann zum 70. Geburtstage am 22. Juni 1930. Gerlands Beitr. 26, 129—130, 1930, Nr. 2. **H. Ebert.**

H. Maurer. Dynamische Meter. Meteorol. ZS. 47, 228, 1930, Nr. 6. Verf. schlägt vor: Die praktische Einheit des Geopotentials ist 10^5 CGS-Einheiten und heißt ein „berk“, zu Ehren des norwegischen Geophysikers V. Bjerknes.

Haurwitz.

Friedrich Lauscher. Dynamisches Meter. Meteorol. ZS. 47, 228, 1930, Nr. 6. Verf. schlägt vor, 10^5 CGS-Einheiten des Geopotentials ein „geo“ zu nennen.

Haurwitz.

Handbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg. Bd. IV, Lieferung 1, mit 146 Abbildungen, S. 1—298; Bd. IV, Lieferung 2, mit 255 Abbildungen, S. 299—686. Berlin, Verlag Gebrüder Borntraeger, 1929. Lieferung 1 enthält die Arbeit: B. Gutenberg, Theorie der Erdbebenwellen; Beobachtungen von Erdbebenwellen; Die seismische Bodenunruhe. Lieferung 2 enthält die Arbeiten: H. B. Berlage, jr., Spismometer, S. 299—474, Auswertung der Diagramme, S. 474—526; A. Sieberg, Die Erdbeben, S. 527—686. **Scheel.**

Chūji Tsuboi. Report on the Activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, in the Latter Half of 1929. (Second Report). Gerlands Beitr. 26, 111—122, 1930, Nr. 1. Es wird über folgende Untersuchungen berichtet, die im zweiten Semester 1929 am Earthquake Research Institute der Universität Tokyo angestellt wurden. 1. Untersuchungen über die Deformation der Erdkruste im Tangodistrikt, die in Verbindung mit dem Tangobeben 1927 auftraten. Es liegt hier die Fortsetzung früherer Arbeiten vor, die die Resultate von Triangulation und Nivellement darstellen, die mehrmals nach dem Beben im Tang distrikt vorgenommen wurden. C. Tsuboi, T. Terada und N. Miyabe konnten vor allem feststellen, daß die Verschiebungen der einzelnen Punkte sich geographisch sinnvoll anordnen und in enger Beziehung zum topographischen Relief und zum Verlauf der Verwerfungen stehen. 2. Die Eruption des Mount Komagatake (17. Juni 1929). Das Research Institute entsandte einige seiner Mitarbeiter an Ort und Stelle behufs eingehender instrumenteller Beobachtung der Eruptionsvorgänge. Die Höhe der Rauchsäule wurde mit 13000 m bestimmt. Bei mikroskopischer Prüfung der mineralischen Einschlüsse in den ausgestoßenen flüssigkeitsartigen Bimssteinmassen konnte H. Tsuya feststellen, daß die Anfangstemperatur dieses Gemenges nicht unter 700° und nicht über 850° C gelegen sein kann. Es wurde festgestellt, daß die Oberfläche um den Vulkan herum noch in 7 bis 8 km Entfernung gesetzmäßig sich anordnenden Neigungen unterworfen ist. Das Schwerefeld in der Vulkanumgebung ändert sich kaum merklich. Dagegen treten als Folge der Eruptionen Senkungen des Oberflächenniveaus bis zu 10 und mehr km Entfernung vom Vulkan bis zu 85 mm auf. Ungeheure Blitzgarben begleiteten die Eruption (sehr interessante Photographie, Fig. 3); das atmosphärische elektrische Feld war derart gestört, daß zur Zeit der Eruption drahtlose Mitteilungen kaum möglich waren. 3. T. Terada gibt eine mechanische Theorie der Vulkanformen. 4. C. Tsuboi stellt fest, daß in Japan die geographische Verteilung der Schwereanomalien und die der Beben-Epizentren sich in enger Korrelation befinden. 5. K. Suyehiro findet auf Grund von Beobachtungen mit seinem Vibrationsanalysator eine Beziehung zwischen der Zahl von Wellenzügen im Diagramm und der Herdtiefe eines Bebens. 6. M. Ishimoto und R. Takahasi

konstruierten ein Akzelerometer zur direkten Aufzeichnung der Beschleunigung, die der Untergrund des Apparates erleidet. 7. Für die Beobachtung von Boden-Neigungen verwendet R. Takahasi 18 m lange Niveaus (Eisenröhren mit Wasserfüllung), die noch Neigungen von 0,05 Bogensekunden beobachten lassen. 8. A. Imamura, F. Kishinouye und T. Kodaira untersuchten den Einfluß von Oberflächen-Sedimentschichten auf die Fortpflanzung seismischer Wellen. Diese Arbeiten führten zur Bestimmung der Sedimentmächtigkeit und zu einer sehr präzisen Bestimmung der drei Herdkoordinaten. 9. A. Imamura gibt interessante Beiträge zur Eigenschwingung der Oberflächenschichten, die von Bebenwellen erregt werden. 10. Von K. Sezawa röhren Untersuchungen über harmonische Rayleighwellen her, die in einem dispersen Medium durch einen Einzelimpuls auf seine Oberfläche erzeugt werden, sowie andere theoretische Studien über Wellenbewegung (teilweise mit G. Nishimura). 11. H. Tsuya und F. Tada beschäftigen sich mit geologischen Problemen. *Conrad-Wien.*

J. Versluys. The origin of artesian pressure. Proc. Amsterdam 33, 214 — 222, 1930, Nr. 3. Die Arbeit enthält eine zusammenfassende Übersicht über das Problem mit sehr reichlichen Literaturangaben und behandelt überwiegend die Aufgabe in Analogie mit den Gesetzen der Wärmeleitung. *Block.*

F. Hopfner. Der Konvergenzbereich der Reihe für das äußere Raumpotential. Gerlands Beitr. 25, 336 — 338, 1930, Nr. 3/4. Das Raumpotential für den Außenraum ist vom Raumpotential für den Innenraum grundsätzlich verschieden; denn keines von beiden ist die analytische Fortsetzung des anderen, wenn auch beide Potentialfunktionen und ihre Ableitungen nach der Flächennormalen am Rande der anziehenden Masse stetig ineinander übergehen. Der Verf. zeigt, daß die bekannte Entwicklung des äußeren Potentials nach allgemeinen Kugelfunktionen auch das innere Potential wenigstens innerhalb eines gewissen Bereichs im Innenraum der anziehenden Masse darstellt; mit anderen Worten, die bekannte Entwicklung des äußeren Potentials konvergiert nicht nur im Außenraum und am Rande der anziehenden Masse, sondern auch innerhalb eines gewissen Bereichs in ihrem Innenraum. Aus diesem Ergebnis wird gefolgert, daß die bekannten Sätze von Clairaut, Stokes und Bruns über die Erdfigur nicht nur für die Geoide im Außenraum der Erde, für den sie bisher abgeleitet worden sind, sondern auch für das Geoid in Meereshöhe bestehen, das unterhalb der Festländer bekanntlich im Innenraum des Erdkörpers verläuft. Diese Ergebnisse sind eine wesentliche Erweiterung der Resultate, zu denen O. Callandreau bei seiner Untersuchung über die Konvergenz der Reihe für das äußere Raumpotential eines homogenen Rotationskörpers gekommen ist. *Hopfner-Wien.*

Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura. On the Possibility of the Block Movements of the Earth Crust. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 8, 13 — 43, 1930, Nr. 1. Die Autoren stellen Berechnungen an über das Verhalten eines festen elastischen Blockes, der eingekleilt ist zwischen anderen solchen Blocks der Erdkruste, unter der Einwirkung gleichgewichtsstörender Kräfte. Sie betrachten die Wirkung von gleichförmigen und ungleichförmigen vertikalen und horizontalen Kräften und finden, daß eine Bewegung des ganzen Blockes im allgemeinen nicht möglich ist, sondern daß die Deformation der Erdkruste in Krümmungen der Oberfläche bestehen muß. In einzelnen Fällen bei ungleichartiger Verteilung von Felsen mit verschiedener Festigkeit oder bei horizontal wirkenden Kräften sind auch oberflächliche Verschiebungen von diskontinuierlichem Charakter möglich. Zum Schluß werden an Deformationen im Tangodistrikt die gefundenen Ergebnisse überprüft. *F. Steinhauser.*

R. Spitaler. Die Achsenschwankungen der Erde und ihre Folgen. Gerlands Beitr. 26, 94–97, 1930, Nr. 1. Die durch die in Sommer und Winter verschiedene Wirkung der Strahlung auf Wasser und Land verursachten Luftmassenverschiebungen können eine Änderung der Hauptträgheitsachse der Erde hervorbringen, der wieder eine Verlagerung der Rotationsachse entsprechen müßte. Bei der gegenwärtigen Verteilung von Land und Wasser soll ein Ausschlag der Hauptträgheitsachse im Januar nach dem Meridian 100° westl. v. Gr. um $0,055''$ und im Juli nach 68° östl. v. Gr. um $0,041''$ eintreten. Die entsprechende Polschwankung ist infolge einer Art Resonanzwirkung fast sechsmal so groß und hat eine Änderung der Fliehkräfte zur Folge, die sich äußert in einer Neulagerung der Luft- und Wassermassen und in Spannungen in der Erdkruste, die ihrerseits wieder Erdbeben auslösen können. Die Luftmassenverschiebungen als Folge der Strahlungswirkung und andererseits als Folge der Polschwankung können sich gegenseitig verstärken oder abschwächen und so Einfluß auf die Großwetterlage nehmen. Es ist nun denkbar, daß in den verschiedenen geologischen Perioden, in denen die Verteilung von Land und Wasser eine wesentlich andere war, dieser Einfluß verschieden groß war. Zum Schluß wird mit fiktiver Land- und Wasserverteilung ein Beispiel gerechnet, das eine wesentlich größere Polschwankung gibt, als das gegenwärtige Mittel beträgt.

F. Steinhauer.

B. Gutenberg. Die Verteilung der Massen an der Erdoberfläche. Bemerkungen zu dem Aufsatz von L. Kober. Gerlands Beitr. 26, 158–160, 1930, Nr. 2. Gutenberg versucht zu zeigen, daß das von Kober angegebene Gesetz „Gewicht der Ozeane = Gewicht der Kontinente mit der Tiefe $H = 3600 \text{ m}$ “ weder praktisch zutrifft noch physikalisch zu begründen ist. Er stellt außerdem Angaben von Kober über eine frühere Veröffentlichung richtig.

Gutenberg.

L. Kober. Die Verteilung der Massen an der Erdoberfläche. Einige Worte zu den „Bemerkungen von B. Gutenberg“. Gerlands Beitr. 26, 161, 1930, Nr. 2. Kober bleibt gegenüber Gutenberg (vgl. voriges Referat) bei seiner Darstellung, ohne auf die Einwände von Gutenberg sachlich einzugehen.

Gutenberg.

A. A. Bless. The composition of the interior of the earth. Phys. Rev. (2) 35, 1436, 1920, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die große Dichte der Erde im Vergleich zur Dichte der Erdrinde wird in der Regel durch die Annahme erklärt, daß der Kern der Erde aus Eisen besteht. Diese Annahme ist aus einer Reihe von Gründen zu verwerfen, von denen der wichtigste der ist, daß er einen viel zu großen Eisengehalt der Erde im Vergleich zur Menge dieses Elementes in der Sonne oder anderen Sternen ergibt. Die große Dichte der Erde kann ohne Zuhilfenahme einer so radikalen Hypothese auch durch die Annahme erklärt werden, daß die den Kern bildenden Stoffe ionisiert sind, wobei die Ionisierung durch den Zusammenstoß der mit der großen Geschwindigkeit der Wärmebewegung aufeinandertreffenden Atome hervorgerufen wird. Eine Temperatur, die zur Stoßionisierung hinreicht, würde in einer Tiefe von 3700 km erreicht werden, wenn der Temperaturkoeffizient der Oberfläche bis auf diese Entfernung konstant bleibt. In einem relativ geringen Abstande von der Erdoberfläche würde die hohe Temperatur die Moleküle zersetzen. Die so frei gewordenen permanenten Gase würden eine Hülle um die Elemente bilden, die bei gewöhnlichen Temperaturen fest sind und den Kern bilden. Die Ionisierung der Kernatome würde ihre Größe verringern und damit ihre Dichte um einen Betrag erhöhen, der zur Erklärung der tatsächlichen Erdichte hinreicht. Die so angenommene Verteilung des Materials ergibt den richtigen Wert für das Trägheitsmoment der Erde und befindet sich auch in qualitativer Übereinstimmung mit den Werten über die Ausbreitung seismischer Wellen.

Güntherschulze.

Mario Bossolasco. Isostasia ed ondulazioni del geoide in rapporto alle anomalie gravimetriche ed alle deviazioni della verticale. Gerlands Beitr. 26, 14—26, 1930, Nr. 1. In der kritisch eingestellten Einleitung tadelt der Verf. an der Lehre von der Isostasie ihre unsichere, weil elastische Fundierung, da diese es den Vertretern der Isostasie nur allzu leicht macht, jeder diese Lehre bedrohenden Gefahr durch geeignete Abänderung in den Grundlagen zu begegnen. Bossolasco glaubt daher, daß man auf jene Erscheinungen, nämlich auf die Schwerkraftstörungen und Lotablenkungen, die zu der Vorstellung von der isostatischen Massenlagerung in der Erdkruste geführt haben, zurückgehen und insbesondere — wie es in letzter Zeit auch bereits geschehen ist — die Art ihrer Berechnung daraufhin kritisch studieren müsse, ob diese zu keinerlei Bedenken Anlaß gibt; denn es ist klar, daß die Lehre von der Isostasie berechtigten Zweifeln begegnen müßte, wenn sich herausstellen würde, daß die bisher geübte Art der Berechnung der Schwerkraftstörungen und Lotablenkungen anfechtbar wäre. Zur Entscheidung dieser Fragen geht der Verf. auf die fast gänzlich unbeachtet gebliebene Theorie von der Erdfigur nach H. Bruns zurück und schließt aus der bisherigen Vernachlässigung des sogenannten Terms von Bruns bei der Reduktion der Schwerkraftwerte auf die Unrichtigkeit aller bis zum heutigen Tage berechneten Schwerkraftstörungen. Auch gegen die bisher geübte Art der Berechnung der Lotablenkungen erhebt der Verf. Einwände, so daß ihm eine völlige Revision der gegenwärtig in der Geodäsie und Geophysik herrschenden Anschauungen sowohl hinsichtlich der gebräuchlichen Reduktionsmethoden als auch hinsichtlich der aus den Reduktionsergebnissen erschlossenen Folgerungen notwendig erscheint. Bei der Besprechung der bisher üblichen Art der Verarbeitung der beobachteten und geeignet auf eine gemeinsame Niveaufläche reduzierten Schwerkraftwerte nach der Clairautschen Formel kommt der Verf. zu dem Ergebnis, daß die von Helmert, Hayford, Heiskanen u. a. angegebenen Schwereformeln keinerlei geophysikalische Bedeutung besitzen und nur als Interpolationsformeln gewertet werden dürfen. Denn wegen der Vernachlässigung des Terms von Bruns bei der Reduktion der Schwerkraftwerte können diese Formeln die Verteilung der Schwerkraftbeschleunigung am Niveausphäroid nicht darstellen; aber die Formeln können auch die Verteilung der Schwerkraftbeschleunigung auf der Niveaufläche nicht geben, da die Clairautsche Formel in Strenge nur für das Niveausphäroid, nicht aber für die Niveaufläche gleichen Potentialwertes gilt. Die Bedeutung und Gültigkeit aller dieser Formeln ist sonach sehr problematisch. Infolgedessen haben auch die mit Benutzung der von diesen Formeln gelieferten Schwerkraftwerte berechneten Schwerestörungen nur einen sehr zweifelhaften Wert; jedenfalls dürfen diese Störungen keinesfalls mit der Massenanordnung im Erdkörper in einen unmittelbaren physikalischen Zusammenhang gebracht werden. Auch zeigt Bossolasco, daß die Ursache für die von ihm und K. Mader als falsch erkannte Orientierung in den äquatorealen Halbachsen der dreiaachsigen Erdfigur Heiskanens in der Vernachlässigung des Terms von Bruns bei der rechnerischen Verarbeitung der Schwerkraftwerte zu suchen ist. Sodann wird ein einfaches Verfahren zur Bestimmung der Größe der Undulationen der Geoide bezüglich einer geeignet gewählten Bezugsfläche und damit ein Verfahren zur Bestimmung der Figur der Geoide angegeben. Schließlich wird noch die gebräuchliche Methode zur Berechnung der topographischen Lotablenkung kritisch besprochen und hieraus und aus den vorangehenden Darlegungen das Fehlen jeder physikalisch gesicherten Grundlage für die Lehre von der Isostasie gefolgert.

Hopfner-Wien.

W. Heiskanen. Die Undulationen des Geoids und die Schwereanomalien. Gerlands Beitr. 25, 148—154, 1930, Nr. 2. Der Verf. wendet sich

in seinem Artikel gegen die von F. Hopfner vertretene Ansicht, daß die auf den Weltmeeren im Vergleich zu den Festländern und im gebirgigen Gelände gegenüber dem Flachlande festgestellten Schwerkraftstörungen ohne die Annahme einer isostatischen Massenanordnung in der Erdkruste nur oder doch zum größten Teile durch die bisher unbeachtete Wirkung des Terms von Bruns erklärt werden könnten. Heiskanen berechnet zu diesem Behufe die Hebungen des Geoids unterhalb der Alpen und Rocky Mountains sowie seine Senkung unterhalb der Weltmeere und bestimmt unter gewissen willkürlichen und sehr einfachen Annahmen über den Verlauf der Niveaufläche zum Niveausphäroid gleichen Potentialwertes die zugehörigen Lotablenkungen, die bei den getroffenen Annahmen auf Beträge von $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}^{\circ}$ anwachsen. Aus der Tatsache, daß Lotablenkungen dieser Größenordnung noch nie zur Beobachtung gelangt sind, schließt Heiskanen auf verschwindend kleine Undulationen und glaubt daher, daß die beobachteten Schwerkraftanomalien allein nur durch die Annahme einer isostatischen Massenanordnung in der Erdkruste erklärt werden können.

Hopfner-Wien.

F. Hopfner. Zur Größe der Geoidundulationen und ihrer Berechnung aus Lotablenkungen. Gerlands Beitr. 25, 155—162, 1930, Nr. 2. Dieser Artikel ist eine Erwiderung auf die vorstehende Abhandlung W. Heiskanens. Hopfner sucht zu zeigen, daß man heutzutage zwar nur auf Vermutungen über die Größe der Undulationen angewiesen ist, aber daß doch dermalen gar kein stichhaltiger Grund für die Annahme kleiner Geoidundulationen vorliegt. Weiter zeigt der Verf., daß die Lotablenkungen wegen ihrer Abhängigkeit von der Form und Lage ihrer Bezugsfläche zum Geoid kaum das geeignete Mittel zur Feststellung der Größe der Undulationen sind.

Hopfner-Wien.

F. Hopfner. Die hypothesenfreie Reduktion und numerische Verarbeitung der beobachteten Schwerkraftwerte. Gerlands Beitr. 25, 339—347, 1930, Nr. 3/4. In der Einleitung wird die Reduktion der beobachteten Schwerkraftwerte auf die Niveaufläche in Meereshöhe nach dem in potentialtheoretischer Hinsicht allein einwandfreien Verfahren von A. Prey gefordert. Der Verf. zeigt, daß aus diesen Schwerkraftwerten alsdann in Verbindung mit den Sätzen von Clairaut und Stokes die Figur des in Meereshöhe verlaufenden Geoids ohne Zuhilfenahme von Hypothesen über die Massenanordnung in der Erdkruste punktweise bestimmt werden kann. Da sich bei diesem Verfahren die Größe der Geoidundulationen ergibt, könnte die rechnerische Durchführung der Methode die Frage nach der isostatischen Massenanordnung in den äußeren Teilen des Erdkörpers entscheiden.

Hopfner-Wien.

W. Heiskanen. Isostasie und Schwereanomalien. Gerlands Beitr. 26, 42—50, 1930, Nr. 1. In diesem Artikel polemisiert der Verf. gegen die von F. Hopfner vertretenen Ansichten über die Reduktion der Schwerkraftwerte und über die Erdfigur und sucht an der Hand zahlreicher Zitate und an allerlei Beispielen zu zeigen, daß die festgestellten Schwerkraftstörungen und Lotablenkungen mit der bisherigen Vernachlässigung des Terms von Bruns nichts zu tun haben, sowie daß nur kleine Geoidundulationen möglich sind.

Hopfner-Wien.

F. Hopfner. Schwerereduktion und Dreiachsigkeit. Gerlands Beitr. 26, 51—57, 1930, Nr. 1. Von der Formel von A. Prey für die Reduktion der Schwerkraftwerte auf die Niveaufläche in Meereshöhe ausgehend zeigt der Verf., daß das isostatische Reduktionsverfahren je nach der Seehöhe der Beobachtungsstation die beobachteten Schwerkraftbeschleunigungen auf Niveauflächen verschiedenen

Potentials Wertes, d. h. in verschiedener Tiefe, reduziert. Dasselbe gilt von den Reduktionsverfahren nach Bouguer und Faye (Freiluftformel). Diese drei Reduktionsverfahren erfüllen demnach nicht jenen Zweck, für den sie erdacht worden sind; man kann daher von den nach ihnen reduzierten Beobachtungswerten keine potentialtheoretisch einwandfreien Ergebnisse über die Figur des Geoids in Meereshöhe erwarten. In diesem Zusammenhange stellt der Verf. es als möglich dar, daß die Ursache für die von M. Bossolasco und K. Mader als falsch erkannte Orientierung der äquatorealen Hauptachsen in der dreiachsigem Erdfigur Heiskanens in der aufgedeckten Eigentümlichkeit des isostatischen Reduktionsverfahrens liege. Das wichtigste Ergebnis des Artikels ist jedoch der neuerdings erbrachte Nachweis, daß die beobachteten Schwerkraftbeschleunigungen zur Reduktion auf die Niveaufläche in Meereshöhe auch dann nicht nach isostatischen Gesichtspunkten reduziert werden dürfen, wenn in der Erdkruste vollkommene Isostasie bestehen würde, da die isostatisch reduzierten Schwerkraftwerte nicht einer und derselben Niveaufläche, nämlich jener in Meereshöhe, angehören.

Hopfner-Wien.

B. Gutenberg. Schwere und Druck im Erdinnern. Gerlands Beitr. 26, 37—41, 1930, Nr. 1. Der Verf. untersucht unter drei verschiedenen Annahmen über die Dichteverteilung im Erdinnern, von denen zwei Annahmen etwa den äußersten Möglichkeiten entsprechen, die Änderung der Schwerkraftbeschleunigung und des Druckes mit der Tiefe und stellt die Ergebnisse in zwei übersichtlichen Diagrammen dar. Unter der Voraussetzung, daß der Erdkörper aus einem Kern veränderlicher Dichte und zwei umschließenden Schichten verschiedener, aber konstanter Dichte besteht, stellt Gutenberg die Schwerkraftbeschleunigung in den obersten Partien der Erdkruste etwa bis 300 km Tiefe durch eine einfache Formel dar und kommt durch sie zu dem Ergebnis, daß daselbst nur dann eine Zunahme der Schwerkraftbeschleunigung mit der Tiefe eintreten kann, wenn die Dichte des Sima unterhalb 3,7 liegt; hingegen fände eine Abnahme der Schwerkraftbeschleunigung auch in den obersten Teilen der Erdkruste mit der Tiefe statt, wenn die Dichte des Sima oberhalb 3,7 liegen würde.

Hopfner-Wien.

Silvio Ballarin. Determinazioni di gravità relativa eseguite nel 1928 a Padova—Vignola—Montese—Pracchia. S.-A. Rend. Lomb. (2) 63, 31 S., 1930, Nr. 6/10. Ergebnisse von Schweremessungen im Raum Padua—Vignola—Montese—Pracchia, welche der Verf. für die Azienda Generale Italiana Petroli mit einem Bambergischen Quadripendel mit pneumatischer Kammer ausgeführt hat.

K. Przibram.

Hantaro Nagaoka and Naoshi Ayabe. On a Silica-glass Pendulum. Proc. Imp. Acad. Tokyo 6, 158—160, 1930, Nr. 4. Es wird ein neues Quarzglaspendel beschrieben, das Schneidenaufhängung besitzt, bei dem der Schneidenteil ebenfalls aus Quarzglas besteht. Das obere Ende der Pendelstange wird leicht konisch geschliffen und gut in einen in dem Schneidenteil vorgesehenen konischen Hohlschliff gepaßt. Beide Teile werden nach einem von Ritchey angegebenen Verfahren verkittet. Diese Verbindung hat sich als sehr widerstandsfähig erwiesen. Das Pendel ist hauptsächlich für astronomische Präzisionsuhren gedacht in der zeitgemäßen Anwendungsform als freies Pendel.

W. Keil.

B. Gutenberg. Registrierungen mit zwei Galitzinpendeln verschiedener Periode. Gerlands Beitr. 25, 74—80, 1930, Nr. 1. Verf. hat auf dem Taunus-observatorium zwei Galitzinpendel in gleichem Azimut aufgestellt, jedoch das eine auf 3, das andere auf 20 Sekunden Eigenschwingung justiert. Die registrierenden Galvanometer hatten ungefähr gleiche Eigenperiode wie das angeschlossene

Pendel. Die Dämpfung war bei dem kurzperiodischen Instrument mindestens 20 : 1, bei dem langperiodischen fast aperiodisch. Entsprechend den zugehörigen Vergrößerung-Bodenverrückungsperiode-Diagrammen können die Leistungen folgendermaßen charakterisiert werden: 1. Die Aufzeichnungen gleicher Bodenverrückungen durch die beiden Pendel haben einen völlig verschiedenen Habitus. 2. Die Nahbeben diagramme des kurzperiodischen Pendels sind an Güte mit denen der ganz schweren mechanisch registrierenden Instrumente zu vergleichen. 3. In Fernbeben diagrammen kommen fast nur die direkten Longitudinalwellen, diese aber sehr gut zur Aufzeichnung (kurzperiodisches Pendel). 4. In den Diagrammen der kurzperiodischen Pendel ist manchmal das Auftauchen der Longitudinalwellen um einige Sekunden früher zu erkennen, als in denen der langperiodischen. Pendel verschiedener Eigenperiode lassen Wellenuntersuchungen verschiedener Spektralbereiche zu. Die beigegebenen Diagramme sind ausnehmend interessant und illustrieren die obigen Sätze in wirksamster Weise.

Conrad.

Torahiko Terada. On the Nature of Destructive Earthquakes. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 8, 61—73, 1930, Nr. 1. Verf. versucht, abweichend von der sonst üblichen Art, die zerstörenden Erdbeben von einem als „makroseismisch“ bezeichneten Standpunkte aus zu betrachten, indem er das Verhältnis $r = n/N$ bestimmt, wo n die Anzahl zerstörter Objekte (bestimmter Art) bedeutet, deren Gesamtzahl N beträgt. Er betrachtet so verschiedene einzelne Erdbeben und findet angenehrt Übereinstimmung mit den „mikroseismischen“ Ergebnissen.

Picht.

B. Gutenberg und H. Landsberg. Das Taunusbeben vom 22. Januar 1930. Gerlands Beitr. 26, 141—155, 1930, Nr. 2. Am 22. Januar 1930 fand im Westtaunus ein Erdbeben statt, das die Verff. makroseismisch und mikroseismisch studierten. Die maximale Intensität war V im Quellgebiet der Wisper. Der Herd lag im Südosten des Schüttergebietes in geringer Tiefe. Der Energieabfall war auf allen Seiten, besonders am Rhein von Eltville bis Niederlahnstein, sehr kräftig. Es liefert dies eine Bestätigung für die Vermutung von Wagner, daß das Rheintal auf dieser ganzen Strecke durch Brüche vorgezeichnet war.

Gutenberg.

B. Gutenberg. Der Aufbau des Untergrundes im Pazifischen Ozean. Gerlands Beitr. 26, 156—157, 1930, Nr. 2. P. Berlage deutete seine Ergebnisse über die Geschwindigkeit der Oberflächenwellen im Boden des Pazifischen Ozeans unter der Voraussetzung, daß zwei Schichten mit je konstanter Wellengeschwindigkeit übereinanderliegen. Der Verf. weist darauf hin, daß man unter der Voraussetzung normaler Wellenzunahme mit der Tiefe ohne Annahme von Schichten auf die gleichen Dispersionskurven kommt.

Gutenberg.

V. Conrad. Einsätze in Fernbeben diagrammen. Gerlands Beitr. 24, 353—362, 1929, Nr. 4. Die Bestimmung der Herddistanz auf Grund der Registrierungen einer einzigen Erdbebenwarte wird gewöhnlich mit Hilfe eines graphischen Näherungsverfahrens mit Zugrundelegung eines Diagramms der Laufzeiten der verschiedenen Wellenarten ausgeführt. Gelegentlich der Aufzeichnung des großen Neuseelandbebens vom 16. Juni 1929 wurde der Versuch gemacht, statt des graphischen ein rechnerisches Approximierungsverfahren anzuwenden und in dieses nicht beliebig ausgewählte, sondern sämtliche Wellenarten einzubeziehen, die B. Gutenberg in den Frankfurter Laufzeitkurven gegeben hat. Der hier eingeschlagene Weg verfolgt das Ziel, zu untersuchen, wie weit die theoretisch gerechneten Laufzeitkurven mit den an einem Diagramm beobachteten Einsätzen verifiziert werden können. Wenn die

Laufzeitkurven wirklich beobachtbaren Wellen entsprechen, muß es möglich sein, eine Distanz so zu bestimmen, daß die Abweichungen der Einsatzzeiten von den gerechneten in Summe ein Minimum werden. Die Untersuchung gibt in der Tat ein recht scharfes Minimum bei $\Delta = 165^\circ$. Eine Reihe von Diagrammausschnitten zeigen die verschiedenen Einsätze.

Conrad-Wien.

V. Conrad. Existiert eine dritteltägige Häufigkeitsschwankung der Erdbeben? Gerlands Beitr. 24, 81–82, 1929, Nr. 2/3. E. Tams hat bei der Bearbeitung der vogtländischen Bebenschwärme einen gefunden (1908), der ein völlig irreguläres Verhalten zeigt. Es tritt bei diesem eine dritteltägige Periode scharf hervor, überwiegt die ganz- und halbtägige und besitzt eine relative Amplitude, die eine Realperiode von angegebener Länge mit Recht vermuten läßt. Dieses ganz vereinzelte Verhalten der Bebenfrequenz findet bei den in Gifu registrierten Beben (1891–1899) eine ganz merkwürdige Analogie, auf die hier hingewiesen wird. Die Phasendifferenz der beiden dritteltägigen Schwankungen beträgt kaum eine Viertelstunde. In dem einen Falle handelt es sich um Registrierungen (objektive Methode der Beobachtung), im anderen um gefühlsmäßig beobachtete Beben (subjektive Methode). Weitere Schlüsse können nicht gezogen werden, doch bleibt die formale Analogie ausnehmend merkwürdig. Conrad-Wien.

Katsutada Sezawa. Formation of Deepwater Waves due to Subaqueous Shocks. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 19–46, 1929, März. Es wird theoretisch untersucht, wie die Erschütterungen, verursacht durch Erdstöße auf die Grundfläche von Gewässern, sich in diesen nach allen Richtungen hin ausbreiten und „Schwerewellen“ an der Oberfläche von tiefen Gewässern erregen. (Teil I: Zweidimensionale Probleme; Teil II: Dreidimensionale Probleme.) Picht.

Mishio Ishimoto. Sur le mécanisme de la production des ondes sismiques. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 127–147, 1929, März. (Japanisch mit französischer Übersicht.) Auf Grund von Präzisionsnivelllements nach den Erdbeben werden Erörterungen angestellt über das Zustandekommen der seismischen Wellen.

Picht.

Sakuhel Fujiwhara and Takeo Takayama. On the Mechanism of the Great Sagami Bay Earthquake on September 1, 1923. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 149–176, 1929, März. 1. Einleitung. 2. Skizzierung der früheren Theorien. 3. Erscheinungen, die (durch eine Theorie) erklärt werden müssen. 4. Grundgedanken einer neuen Theorie. 5. Erklärung der Erscheinungen durch diese Theorie. 6. Diskussion der vorgeschlagenen Theorie. 7. Vergleich mit anderen Theorien. 8. Diskussion der (durch die Theorie erklärt) Erscheinungen. Picht.

Takeo Matuzawa. Observation of some Recent Earthquakes and their Time-distance Curves. (Part II.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 177–204, 1929, März. Besprechung der Beben: 27. Oktober 1927; 4. Februar 1926; 13. Juli 1927; 7. März 1927; 3. August 1926; 5. Juni 1926; 7. Juli 1928.

Picht

Takeo Matuzawa. Observation of some Recent Earthquakes and their Time-distance Curves. (Part III.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 205–212, 1929, März. Analyse der Laufzeitkurve der *P*-Phase. Picht.

Takeo Matuzawa. Observation of some Recent Earthquakes and their Time-distance Curves. (Part IV.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 213

— 229, 1929, März. Reelle Existenz zweier Arten von Oberflächenwellen. — Erdbebedaten. — Zeit-Entfernungsbeziehungen (Laufzeit). — Dispersion von Wellen. — Diskussion der Resultate. — Einfluß allmählicher Änderung des Mediums.

Picht.

Win Inouye and Tomonori Sugiyama. On Preseismic Earth-tiltings observed at Mt. Tukuba. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 457—459, 1929, Nr. 10. Verff. berichten über Beobachtungen mit „Stoßmessern“ (tiltometer) und weisen darauf hin, daß schon etwa 14 Tage vor den in der Umgebung stattfindenden Erdbeben sich diese durch besonders auffällige Stoßtätigkeit ankündigen. Picht.

Akitune Imamura and Takao Kodaira. On the Preseismic Earth-tilting and Mechanism of Occurrence of the Kii Earthquake of July 4, 1929. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 460—462, 1929, Nr. 10. Das Beben kündigte sich 14 Tage früher durch einen „tilt-storm“, einen „Stoßsturm“, aufgezeichnet durch ein „tiltometer“ (Stoßmesser), an. Picht.

E. Gherzi. Microseisms Associated with Storms. Gerlands Beitr. 25, 145—147, 1930, Nr. 2. Der Verf. unterscheidet nach der Ursache zwei Arten von Mikrounruhe des Bodens. Die eine ist die bekannte (Wiechert, Gutenberg) durch Brandung an Steilküsten hervorgebrachte, die andere eine von Stürmen erzeugte. Im Gegensatz zu B. Gutenberg hält der Verf. daran fest, daß beide Arten von Mikrounruhe existieren und führt Beobachtungen von S. K. Banerji aus Indien an, die seine Ansicht bestätigen. Conrad-Wien.

Perry Byerly. The dispersion of seismic wave of the love type and the thickness of the surface layer of the earth under the pacific. Gerlands Beitr. 26, 27—33, 1930, Nr. 1. Die in elf Jahren an der Erdbebenstation in Berkeley gewonnenen Diagramme wurden auf Dispersion der ersten Wellen vom Lovetypus, die unter dem Pazifik laufen, untersucht. Die so gewonnenen Resultate lassen schließen, daß die Oberflächenschicht unter dem Pazifik eine Mächtigkeit von 40 km besitzt. Zieht man statt der Wellengeschwindigkeit die Gruppengeschwindigkeit in Betracht, so kommt man zu einer Dicke der Oberflächenschicht von nur 20 km. Der Verf. möchte dem erstenen Werte mehr Glauben schenken.

Conrad-Wien.

J. Lacoste. Sur la variation du coefficient d'amortissement avec la période dans les seismographes. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 54 S—55 S, 1929 Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 275.] Auf einer Untersuchungsplatte aufgestellte Seismographen ergeben, daß die klassische Theorie nur zum Teil erfüllt ist. Mainka.

L. Weickmann. Der Umbau des Leipziger Seismographen und die in den Jahren 1925, 1926 und 1927 aufgezeichneten Erdbeben. I. Bericht der Erdbebenwarte des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. Leipzig. Ber. 80, 385—392, 1928, Nr. 6. Bericht über den Umbau der Seismographen des Geophysikalischen Instituts. Die Pfeiler wurden ersetzt durch das sonst übliche aus Profileisen hergestellte Traggestell für das Hebelsystem und das Triebwerk. Mainka.

P. Liechti. Eine neue Hochfrequenzmethode zur Registrierung von Bodenerschütterungen. Gerlands Beitr. 28, 213—228, 1929. Als Organ zur Aufnahme der Bodenerschütterungen dient bei der vom Verf. beschriebenen Kon-

struktion ein elektrischer Kondensator, bestehend aus einem Quecksilberhorizont und darüber angebrachter Metallplatte. Dieser Kondensator bildet mit einer Spule von mehreren Drahtwindungen einen Schwingungskreis. Dieser Kreis ist mit einem Kurzwellengenerator so lose gekoppelt, daß praktisch genommen bloß ein Resonanzmaximum vorhanden ist. Durch Feinjustierung des Erschütterungskondensators kann scharfe Resonanz erzielt werden. In diesem Falle ist im Erschütterungskreis auch ein Maximum von Absorption vorhanden und ein in den Anodenstromkreis des Generators geschaltetes Meßinstrument zeigt größten Ausschlag. Zur Registrierung der Bodenerschütterungen arbeitet man im aufsteigenden, geradlinigen Teil der Resonanzkurve, so daß allen Schwankungen der Kapazität im Erschütterungskreis, verursacht durch Erregung des Quecksilberhorizonts, praktisch proportionale Änderungen des Anodenstroms entsprechen. Außer den Erschütterungswellen erscheinen auf den Diagrammen auch noch die Eigenwellen des Quecksilberhorizonts, der als freie, nicht eingespannte Membran anzusehen ist. Die Registrierung erfolgte optisch mit Hilfe eines Spiegelgalvanometers im Anodenstromkreis. Es sei bemerkt, daß ähnliche Apparaturen schon vor einigen Jahren von Japanern konstruiert wurden. *M. Toperczer-Wien.*

Katsutada Sezawa. Further Studies on Rayleigh-waves having Some Azimuthal Distribution. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 1–18, 1929, März. Verf. behandelt theoretisch die Ausbreitung von — azimuthal unsymmetrischen — Wellen längs der ebenen Oberfläche eines (halbunendlichen) festen Körpers und längs einer sphärischen Oberfläche. Nicht berücksichtigt wird hierbei die Wirkung der Schwere sowie der Einfluß einer eventuellen Schichtung. *Picht.*

H. Hunkel. Über den angeblichen geophysikalischen Nachweis von Salzdomen im Oberelsäß. ZS. f. d. Kali- u. Steinsalzind. 1928, S. 366–368, 383–385, Nr. 23, 24; 1929, S. 7–10, Nr. 1. *H. Ebert.*

James A. Hootman and W. S. Nelms. The radioactivity of Stone Mountain. Phys. Rev. (2) 35, 1431–1432, 1930, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde der radioaktive Gehalt der Quellen von Stone Mountain in Georgia bestimmt, die aus einer einzigartigen geologischen Formation stammen. Die meisten untersuchten Quellen waren hochradioaktiv, der höchste Wert betrug $15,98 \cdot 10^{-12}$ Curie pro Liter. Dieser Wert ist fast doppelt so groß, wie der größte von Battwood für 24 radioaktive Quellen angegebene Wert und mehr als das Einundehnhalfache des größten Wertes, den Lester für 178 Quellen von Colorado angibt. *Güntherschulze.*

Richard Berger. Die belauschte Erde. Schalltechnik 3, 37–43, 1930, Nr. 3. Nach einer allgemein verständlichen Darstellung der bei der Brechung und Reflexion von Longitudinal- und Transversalwellen auftretenden Erscheinungen gibt der Verf. ein zeichnerisches Verfahren zur Bestimmung des Weges der Longitudinalwellen durch die verschiedenen Erdschichten unter der Voraussetzung an, daß ihre Geschwindigkeit für die in Frage kommenden Tiefen bekannt ist. Er zeigt auch an einem Beispiel, daß durch das angegebene konstruktive Verfahren ein genauer Einblick in den Strahlengang im einzelnen gewonnen werden kann. *Hopfner-Wien.*

Albert Nodon. Recherches sur les perturbations électromagnétiques, sismiques et solaires. C. R. 188, 725–726, 1929, Nr. 10. *H. Ebert.*

George Hartnell. Distribution coefficients of magnets. Coast and Geodetic Survey, Spec. Publ. 157, Washington 1930, 30 S. Das Drehmoment eines

Magnets auf einen andern wird nach den inversen Potenzen des Abstandes der beiden Mittelpunkte bis zur siebenten Potenz entwickelt. Dabei werden die Magnete als entgegengesetzt gleiche Pole in endlichem Abstand betrachtet. *J. Bartels.*

D. La Cour. *La balance de Godhavn.* Publ. Danske Meteorol. Inst. Commun. Magnétiques, Kopenhagen, 1930, 28 S., Nr. 8. Für die Registrierungen an der grönlandischen Station Godhaven hat der Verf. eine erdmagnetische Waage konstruiert, die in mehrfacher Beziehung eine Verbesserung dieses Instruments darstellt. Magnet, Spiegel und Schneiden bestehen aus einem einzigen Stück Wolframstahl, dessen Gewicht in den verschiedenen Exemplaren von 5 auf 2,5 g herabgemindert wurde. Der Magnet ist 6 cm lang. Er ist in verdünnter Luft von etwa 100 mm Druck eingeschlossen. Die Temperaturkompensationsvorrichtung ist außerhalb angeordnet; sie wird optisch bewirkt durch ein Glasprisma, das den Bewegungen einer Bimetall-Lamelle folgt. Einzelheiten über besondere Kunstgriffe bei der Herstellung und Justierung des Instruments werden mitgeteilt. Der Skalenwert wird durch Schwingungsversuche ermittelt. Verschiedene Exemplare dieser Waage haben sich gut bewährt; der Basiswert ist bemerkenswert konstant.

J. Bartels.

Helge Petersen et D. La Cour. *Contribution à la théorie de l'intensiomètre magnétique à l'induction mutuelle de D. La Cour.* Publ. Danske Meteorol. Inst. Commun. Magnétiques, Kopenhagen, 1930, 4 S., Nr. 9. Mitteilung einiger Ergebnisse aus einer Arbeit des verstorbenen Mathematikers A. Erlang. Für das Induktionsmagnetometer von La Cour wird berechnet, wie die Ablenkung des Galvanometers abhängt von der Zahl der Stromstöße und von dem Verhältnis der Umdrehungszeit der Spulen zur Periode des Galvanometers. Unter den üblichen Verhältnissen der Messung ergibt sich eine Korrektion von nur 10^{-5} des gemessenen Wertes.

J. Bartels.

Viktor Thelmer. Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén. ZS. f. Instrkde. 49, 342—356, 386—395, 1929, Nr. 7 u. 8. Der Verf. geht in den zwei Teilen seiner Arbeit sehr breit und ausführlich auf die Theorie des Tiberg-Thalénschen Magnetometers ein. Dieses Instrument besteht im wesentlichen aus einer schwenkbaren Kompaßbüchse, die somit sowohl als Deklinatorium als auch als Inklinatorium benutzt werden kann. Die Kompaßbüchse trägt zwei mit Teilungen versehene Arme, die einen Winkel von 30° miteinander bilden und zur Aufnahme der Ablenkungsmagnete bestimmt sind. Je nachdem, welchen Arm man benutzt und bei welcher relativen Stellung zwischen Magnet und Nadel beobachtet wird, sind mehrere Beobachtungsmethoden möglich. Bei Messung der Vertikalintensität wird durch aufgesetzte Reiter das ungestörte Feld kompensiert. Für die Berechnung der Horizontal- und Vertikalintensität werden verbesserte Näherungsformeln angegeben. Trotz der Ausführlichkeit der Arbeit werden Angaben über die mit dem Instrument erreichbare Genauigkeit nicht gemacht. Zum Schluß folgen noch einige Ausführungen über die Auswertung magnetischer Mutungsmessungen.

G. Fanselau.

M. Rössiger. Die Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität mit dem Magnetron. ZS. f. Geophys. 4, 371—372, 1928, Nr. 7/8. Es wird ein Apparat beschrieben, mit dem die Horizontal- und die Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes nach einer Nullmethode absolut gemessen werden kann, wobei ein Elektronenrohr (Magnetron) als Indikatorinstrument dient. *Scheel.*

Daniel L. Hazard. United States Magnetic Tables and Magnetic Charts for 1925. Coast and Geodetic Survey, Serial Nr. 453. Washington 1929,

136 S., 4 Karten. Enthält Tabellen für die unmittelbar beobachteten Werte der magnetischen Deklination, Inklination und Horizontalintensität für alle Stationen der Vereinigten Staaten, daneben die reduzierten Werte für 1925,0; ferner Beobachtungen an Wiederholungsstationen aus den Jahren 1917 bis 1928, Tabellen für die zeitlichen Änderungen der magnetischen Elemente, Karten für D, I, H, Z zur Epoche 1925,0. Im Durchschnitt entfällt auf 1300 km^2 eine Station. Konstruktion und Genauigkeit der Karten werden besprochen.

J. Bartels.

J. Koenigsberger. Messung lokaler erdmagnetischer Anomalien zur Bestimmung des Gesteinsmagnetismus im Feld und zur Vergleichung mit dem Handstück; Beschreibung eines Variometers für den erdmagnetischen Vektor. Gerlands Beitr. 23, 246–268, 1929. Mit einem eigens für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung gebauten Variometer wurden vom Verf. in drei Granitmassiven Messungen ausgeführt. Das verwendete Variometer ist in der Hauptsache ein Vertikalvariometer mit verbesserter Fadenaufhängung des Magnets. Nach Senkrechtstellen des Fadens kann es zur Messung der Deklination und nach Hinzufügung von Kompensationsmagneten zur Bestimmung der Horizontalintensität verwendet werden. Außerdem können mit dem Instrument auch Suszeptibilitätsbestimmungen vorgenommen werden. Die gemessenen Anomalien lassen sich auf zwei Ursachen zurückführen: 1. topographische Effekte, 2. magnetische Differentiation des Granits. Die durch Differentiation hervorgerufenen Unterschiede sind von ungefähr gleicher Größe, wie die mittleren topographischen Effekte in dem betreffenden Granit. Die beobachteten topographischen Effekte lassen sich berechnen aus dem heutigen Wert von Z und der an Handstücken gemessenen Suszeptibilität K (Differenz Berg–Schlucht 15 KZ senkrechte Wand gegen Ebene – 4 KZ, Hohlraum gegen Ebene – 8 KZ). Der remanente Magnetismus, der bei zwei alpinen Graniten noch sicher nachweisbar ist, ist relativ schwach, die Effekte beruhen also vorwiegend auf induziertem Magnetismus. Ähnliches gilt auch bei alpinem Gabbrodiorit, Serpentin, Sericitphyllit, in alluvialglazialen Ablagerungen. Profile über die Grenze zweier Massive zeigten, daß die Grenzen die tektonischen Narben der Wurzelzonen keine ausgezeichnete magnetische Wirkung besitzen, was auch für kleinere Verwerfungen im Rheintalgraben bei Freiburg i. Br. festgestellt wurde. M. Toperczer-Wien.

H. Haalek. Zur Frage der Erklärung der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. I. u. II. Teil. S.-A. Gerlands Beitr. 22, 241–255 u. 385–399, 1929. Die Erforschung der bekannten magnetischen und gravimetrischen Anomalie im Gouvernement Kursk in Rußland ist von der speziellen Kommission, welche 1920 von der russischen Akademie der Wissenschaften zu diesem Zweck organisiert wurde, nachdem eine Reihe von Bohrungen niedergebracht wurde, bis zu einem gewissen Abschluß gebracht worden, mit dem Ergebnis, daß die bei den Bohrungsarbeiten gefundenen Eisenquarzitlager die Anomalie vollkommen erklären. Da dieses Resultat im Hinblick auf die Ergebnisse geophysikalischer Messungen an anderen Lagerstätten überraschte, worauf bereits von anderen Geophysikern hingewiesen wurde, so wurde folgende Frage eingehend untersucht: Besteht zwischen den Ergebnissen der geophysikalischen Messungen auf der Erdoberfläche und dem auf Grund der Bohrungen ermittelten physikalischen Zustand des Untergrundes eine befriedigende Übereinstimmung, und welche allgemeinen geophysikalisch wichtigen Folgerungen lassen sich daraus ziehen? Nach ausführlicher Erörterung der zwischen Drehwaage- und erdmagnetischen Messungen bestehenden theoretischen Beziehungen werden die Berechnungen auf

die geophysikalischen Messungen in dem am eingehendsten erforschten Gebiet von Stschigry der Anomalie von Kursk angewandt. Die Berechnung wird unter zwei verschiedenen Voraussetzungen ausgeführt, deren Ergebnisse eine hinreichend gute Übereinstimmung zeigen. Es zeigt sich, daß die Richtung der Magnetisierung der Lagerstätte ($67^\circ \pm 8^\circ$ Neigung in der normalen magnetischen Meridianebene) recht gut mit der Richtung des normalen Erdfeldes in dem betreffenden Gebiete ($J_0 = 65^\circ$) übereinstimmt. Die Intensität der Magnetisierung ergibt sich als Funktion der Dichtedifferenz $\sigma - \sigma_0$ der Lagerstätte gegen das Nebengestein zu $J = (0,67 \pm 0,13) (\sigma - \sigma_0)$ in CGS-Einheiten. Unter Zugrundelegung der aus Bohrproben ermittelten Magnetisierbarkeit und Dichte ergibt sich, daß die Intensität der Magnetisierung etwa drei- bis viermal so groß ist, als der Induktionswirkung des gegenwärtigen normalen Erdfeldes entsprechen würde. Nun haben aber die bisherigen Ausmessungen lokaler erdmagnetischer Anomalien erkennen lassen, daß die Richtung der Magnetisierung von Masseneinlagerungen und Schichtkomplexen der Richtung des gegenwärtigen normalen erdmagnetischen Feldes entspricht. Sowohl die vorhandenen exakten Berechnungen, das Größenverhältnis der gemessenen lokalen Störungsbeträge zu ihren Ursachen, als auch wesentliche physikalische Gründe sprechen dafür, daß die Intensität der Magnetisierung der geologischen Formationen ebenfalls der Induktion des Erdfeldes entspricht. Scheinbare Abweichungen von dieser Regel erweisen sich als bloße Vermutungen, welche nicht einwandfrei als Ausnahmen bewiesen sind; wahrscheinlich kommen sie nur ganz selten sehr nahe der Erdoberfläche und mit sehr geringer örtlicher Erstreckung vor. Die Berechnungen an dem Beispiel der magnetischen Anomalie von Kiirunavaara in Nordschweden, welche eine gewisse Analogie zu den Kursker magnetischen Störungen besitzt, lassen erkennen, daß die Magnetisierung des Eisenerzlagers mit genügender Übereinstimmung der Induktion durch das Erdfeld entspricht. Die Annahme, daß diese Regel auch für die Kursker Anomalie zutrifft, führt zu dem Schluß, daß die Hauptursache der magnetischen und gravimetrischen Störungen unter den erbohrten Eisenquarzschichten liegen muß. Gegen die Ansicht von Lasareff, Gamburzeff und Polikarpoff, welche die Ursache der Anomalien durch die erbohrten Eisenquarze als vollkommen erklärt ansehen, bestehen erhebliche Bedenken, da sie zu nicht sehr wahrscheinlichen Annahmen über die Ausdehnung der Lagerstätte führen und die Magnetisierung der Lagerstätte nicht erklären können. Auf Grund der angestellten Untersuchungen folgt, daß die eigentliche Ursache der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalien in einem Magneteisenerzlagern von hohem Magnetitgehalt zu suchen ist, welches wahrscheinlich schon in einer Tiefe von 500 bis 1000 m erbohrt werden kann.

Haaclk.

J. Bartels. Bericht über die Fortschritte unserer Kenntnisse vom Magnetismus der Erde (IX, 1925 bis 1929). Geographisches Jahrbuch 44, S. 3–36. Gotha, J. Perthes, 1930. In diesem Bericht sind jeweils die wichtigeren Arbeiten bei jedem Abschnitt vorangestellt und etwas ausführlicher besprochen worden. Vollständigkeit wurde angestrebt. Inhalt: 1. Lehrbücher, Allgemeine Arbeiten. 2. Zeitschriften, Bibliographie. 3. Karten für die ganze Erde. 4. Permanentes Feld und Säkularvariation. 5. Tagesperiodische Variationen. 6. Störungen und Stürme. 7. Polarlicht. 8. Aktivität, Beziehungen zur Sonne. 9. Aufschlüsse über die höchsten Atmosphärenschichten. 10. Lokalstörungen, Erdmagnetismus und Geologie. 11. Erdstrom, elektrische Aufschlußverfahren. 12. Absolute Instrumente, Lokalvariometer, Bordinstrumente. 13. Zeitliche Variometer. 14. Geschichte, Kongresse, Biographisches. 15. Verschiedenes. 16. Magnetische Observatorien, Landesvermessungen, Forschungsreisen.

J. Bartels.

J. Koenigsberger. Über tägliche erdmagnetische Variationen in zwei Alpentälern. ZS. f. Geophys. 6, 74—78, 1930, Nr. 2. In zwei tief eingeschnittenen Tälern der Schweizer Alpen wurden einige Tagesvariationen von Z , H beobachtet. Eine Vergleichung mit den Variationen von Seddin (Potsdam) und Val Joyeux (Paris) zeigt, daß die an den beiden letzteren Stationen auftretenden Störungen von mehr als 5γ Amplitude und weniger als zehn Minuten Dauer in den Alpentälern damals nicht wahrnehmbar waren; in diesen südlicher gelegenen alpinen Stationen waren die Kurven stark ausgeglichen.

Koenigsberger.

F. Errulat. Profilaufnahmen an einer erdmagnetischen Störung in Ostpreußen. Gerlands Beitr. 25, 53—58, 1930, Nr. 1. Im Jahre 1925 unternahm der Verf. im Anschluß an magnetische Vermessungsarbeiten der Geologischen Landesanstalt in Berlin eine genauere Aufnahme einer südwestlich von Pillkallen verlaufenden Störung. Zu den Messungen wurde ein kombiniertes Schmidtsches Magnetometer, mit dem H und Z relativ bestimmt werden konnten, verwendet. Auf Messung von D wurde verzichtet. In den Tabellen sind die geographischen Koordinaten der Stationen (Mittelpunkt bei $\lambda = 22^\circ 30,3'$, $\varphi = 54^\circ 42,2'$), die Messungsergebnisse und die Größe der Störungsvektoren ΔX , ΔY , ΔZ angegeben. Als Maximum der Vertikalstörung ergibt sich bei Punkt 16 $\Delta Z = + 664 \gamma$, als Minimum $\Delta Z = - 550$ bzw. $- 573 \gamma$ bei Station 4 und 9. Es dürften zwei bis drei Störungszentren vorhanden sein.

M. Toperczer-Wien.

E. G. Schulze. Magnetische Vermessung einiger tertiärer Eruptivgänge und -stöcke im sächsischen Elbsandsteingebirge. ZS. f. Geophys. 6, 141—156, 1930, Nr. 3. Die magnetische Untersuchung von Basaltvorkommen wurde durch den schwachen Magnetismus des benachbarten Sandsteins erleichtert. Rund 2000 Einzelmessungen wurden mit der Schmidtschen Vertikal-Feldwaage ausgeführt, meist in wenigen Metern Abstand. Die Abweichungen halten sich innerhalb $\pm 2000 \gamma$, abgesehen von einigen Blitzstörungen. Ein Gangzug konnte magnetisch fast 5 km weit verfolgt werden. Bei allen untersuchten Vorkommen ist die magnetische Achse des Basaltkörpers nicht mit der Richtung des gegenwärtigen magnetischen Erdfeldes in Einklang zu bringen. In einem Fall war die Anomalie der Vertikallintensität rein negativ (bis $- 1400 \gamma$); der obere Teil der Basaltmasse verhält sich also wie ein Nordpol. Der Eigenmagnetismus konnte auch an Handstücken nachgewiesen werden.

J. Bartels.

H. Haalck. Über die Ursache der erdmagnetischen Störung im Gebiet der Freien Stadt Danzig. ZS. f. Geophys. 6, 129—134, 1930, Nr. 3. Durch die Errulatsche Aufnahme der Danziger Anomalie wurde ein Profil senkrecht zum Streichen der Störung gelegt. Die allgemeine Vermutung, daß das kristalline Grundgebirge Träger der Anomalie sei, wird in zwei Grenzmöglichkeiten diskutiert: a) Das gleichmäßig magnetisierte Grundgebirge ragt in dem Störungsgebiet bis zu geringer Tiefe unter der Erdoberfläche empor; b) der kristalline Untergrund hat zwar eine gleichmäßig horizontale Oberfläche, enthält aber Materialverschiedenheiten (Magnetitlager). Beide Fälle werden mit Hilfe der graphischen Verfahren behandelt, die vom Verf. ausgebildet sind. Unter den geophysikalischen Aufschlußmethoden, die geeignet wären, die Vieldeutigkeit der magnetischen Vermessung weiter einzuzengen, hält der Verf. die Anwendung der Drehwaage für aussichtsreich.

J. Bartels.

J. A. Fleming. The Carnegie's seventh cruise. Gerlands Beitr. 26, 5—13, 1930, Nr. 1. Am 29. November 1929 ist die eisenfreie Yacht „Carnegie“ bekanntlich durch eine katastrophale Gasolinexplosion mit dem gesamten ungemein

wertvollen wissenschaftlichen Instrumentarium im Hafen von Apia zugrunde gegangen. Ihr Kommandant, zugleich der wissenschaftliche Leiter der Expedition, James Percy Ault, ist, von der wissenschaftlichen Welt allgemein betrauert, diesem Unglück zum Opfer gefallen. J. A. Fleming resumiert anlässlich dieser Katastrophe die Leistungen, die der wissenschaftliche Stab des Terrestrial Magnetism Department der Carnegie Institution of Washington vollbracht hat, sowie über die Geschichte der Kreuzungsfahrten überhaupt, die das Department inauguriert hat, um Kenntnis der Verteilung der erdmagnetischen Elemente über die Ozeane und allgemein über die Erdkugel zu gewinnen. Besonderes Gewicht wird natürlich auf die letzte, die siebente Kreuzungsfahrt der „Carnegie“ gelegt, deren Programm weit über das Erdmagnetische hinaus zu einem umfassend geophysikalischen ausgestaltet wurde. Besonders hervorzuheben wären die aerologischen, ozeanographischen und luftelektrischen Beobachtungen. Eine Reihe von Tabellen und eine Weltkarte mit eingezzeichnetem Kurs geben einen Überblick über die außerordentliche Arbeit, die während der siebenten Kreuzungsfahrt vollbracht wurde. Der Bericht schließt mit den Worten von Kapitän J. P. Ault: „Die Geschichte persönlicher Arbeitsmühe und Unternehmungslust, von Erfindungsgabe und das In-die-Tat-Umsetzen kann nicht geschrieben werden.“ Möge sie um so mehr durch lebendige Tradition vor Vergessenheit bewahrt werden.

Conrad-Wien.

A. Ebert. Aufsuchen von vergrabener Munition durch magnetische und elektrische Messungen. Ergänz.-Heft f. angew. Geophys. 1, 9–14, 1930, Nr. 1. Die Eisenmassen wurden mit magnetischem Vertikalvariometer bei Stationsabständen von etwa 10 m festgestellt, wobei die großen MunitionsLAGER Unterschiede bis zu 1500γ ergaben. Strom wurde an zwei Stellen in die Erde geschickt; dessen magnetische Kraftlinien zeigen in der Horizontalalebene Abbiegungen von mehreren Graden, ebenso in der Vertikalebene Differenzen von 5° gegen die ungestörte Richtung. — Induktiv wurde ein Drahtkreis von mehreren Windungen mit Durchmesser von 15 m verwandt und Änderung der magnetischen Horizontal- und Vertikalkomponente außerhalb des Kreises gemessen. Das Eisen bewirkt durch Leitfähigkeit und Permeabilität eine zusätzliche Horizontalkomponente, die den Vertikalwinkel, der ungestört 90° ist, um 7° verkleinert. Auch die Horizontalwinkel werden etwa ebenso stark beeinflußt. Außerdem wurden nach der Sondenmethode von Schlumberger die Äquipotentiallinien gemessen. Das Ausweichen um den guten Leiter war deutlich zu erkennen; für diese wenig tiefliegende Störung war letzteres wohl die empfindlichste Methode. *J. Koenigsberger.*

S. Chapman. On Solar Ultra-Violet Radiation as the Cause of Aurorae and Magnetic Storms. Month. Not. Geophys. Suppl. 2, 296–300, 1930, Nr. 6. Die Korpuskularhypothese wird vom Verf. als die wahrscheinlichste Erklärung der Polarlichter und magnetischen Stürme angesehen, wenn auch der Beweis noch nicht ganz zweifelsfrei ist. Aufgabe dieser Arbeit ist die Kritik einer neuen, ganz anderen Theorie von Hulbert und Maris, wonach das Polarlicht durch terrestrische Korpuskularstrahlen angeregt werden soll. Die neue Hypothese wird abgelehnt, und zwar vor allem deshalb, weil solare Korpuskeln viel höhere Geschwindigkeiten (über 1000 km/sec) erreichen als irdische (10 km/sec). So langsame Teilchen könnten nicht genügend tief in die Atmosphäre eindringen. Auch der Anspruch der neuen Theorie, die Entstehung magnetischer Stürme zu erklären, besteht nicht zu Recht. *J. Bartels.*

J. C. McLennan and H. J. C. Ireton. Spectroscopy of the light from the night sky. Canad. Jour. Res. 2, 279–290, 1930, Nr. 4. Es wird ein besonders

lichtstarker Spektrograph beschrieben, mit welchem das Spektrum der Strahlung des mondlosen Nachthimmels oder das des Nordlichtes in erheblich kürzerer Zeit als bisher aufgenommen werden kann. Versuche wurden an mehreren Orten in Kanada und in England angestellt. Die Nordlichtlinie 5577 Å.-E. wurde bei 20 Minuten Exposition an allen Plätzen etwa gleich stark aufgezeichnet. Die Strahlung des Nachthimmels bei derselben Wellenlänge benötigte nur zehn Minuten. Andere Nordlichtlinien bei 3914 und 4278 Å.-E. bekam man bei viertel- bis halbstündiger Belichtung. 15 Drucktafeln geben die ausgezeichneten Spektrogramme wieder.

Stintzing.

J. Dufay. Spectre, couleur et polarisation de la lumière du ciel nocturne. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 219–240, 1929, Nr. 6. Da in diesen Ber. die hier in Frage kommenden Untersuchungen Dufays wiederholentlich besprochen wurden, dürfte eine kurze Übersicht hier genügen. Bekanntlich war schon von Yntema, Rhijn und anderen gefunden, daß die Helligkeit des Nachthimmels zu groß ist, um durch die Beleuchtung vonseiten der Sterne ihre Erklärung zu finden. Der von Dufay photometrisch gewonnene Wert war allerdings wesentlich kleiner als der von den genannten Forschern gefundene, aber doch noch dreimal zu groß, um eben durch die Sterne allein erklärt werden zu können. Hier kommt der Verf. nun zu dem Ergebnis, daß das Ganze ein sehr komplexes Phänomen ist, an welchem die Sterne, das Zodiakallicht, die Diffusion des Sonnenlichtes (bei einem Sonnenstand von etwa 20° unterm Horizont) und die gelbgrüne Polarlichtlinie beteiligt sind, jedoch so gedacht, daß über die Hälfte des Betrages noch keine Rechenschaft gegeben werden kann. Darauf, daß sich – ganz abgesehen von der sich aus dem kontinuierlichen Spektrum hervorhebenden grünen Polarlichtlinie – die Strahlung des nächtlichen Himmels qualitativ von der des blauen Taghimmels unterscheidet, hatte Verf. schon früher hingewiesen. Diese Ansicht wird hier an Hand von Tabellen bestätigt, und Dufay kommt zu dem Ergebnis einer starken Annäherung des Spektrums des Nachthimmels an dasjenige der Sonne, wobei allerdings hervorzuheben ist, daß der Nachthimmel beträchtlich reicher an violetten und auch an roten Strahlen ist (das Überragen der Violettstrahlung auf Konto von Lichtdiffusion gesetzt). Für die grüne Nordlichtlinie wurde das Verhältnis der Schwärzung zu derjenigen durch den Nachthimmel (etwa 40° vom Zenit entfernt) – zwischen 4960 und 6000 Å – gleich 0,6 gefunden und das daraus abgeleitete Verhältnis der entsprechenden Strahlungsenergien ergab sich, soweit das sichtbare Gebiet in Frage kommt, zu etwa 0,4. Die Untersuchung der Polarisationsgröße scheint vor allem in Frage zu kommen, um Anhaltspunkte über das Zustandekommen der Lichtdiffusion zu gewinnen. Die ersten Anzeichen einer schwachen Polarisation hatte vor gut zehn Jahren Lord Rayleigh (der Jüngere) gefunden. Die entsprechenden Untersuchungen Babcocks auf dem Mount Wilson hatten aber ein negatives oder jedenfalls durchaus zweifelhaftes Ergebnis, wobei auch auf den Hinweis Dornos, daß durchaus mit der Möglichkeit einer depolarisierenden Wirkung genügend ausgedehnter, Verunreinigungen enthaltender Schichten zu rechnen sei, hingewiesen werden möge. Die ersten Messungen waren visuell. Es bedeutete in der Tat einen wesentlichen Fortschritt, daß Dufay zu einer photographischen Methode überging (auch in diesen Ber. darüber referiert). Man kann das hier erörterte Ergebnis, daß das Licht des Nachthimmels eine schwache Polarisation aufweist und daß die Polarisationsebene stets durch die Sonne geht, wohl als ein ziemlich gesichertes ansehen. Auch die Polarisation des Zodiakallichtes wurde von Dufay untersucht; es zeigte sich dabei, daß diese und diejenige des Nachthimmels einen durchaus ähnlichen Gang aufweisen, jedoch mit dem Unterschiede, daß die Schwankung

beim Zodiakallicht von Tag zu Tag wesentlich größer ist als beim Nachthimmel. Dies zeigen die beigefügten Kurven sehr deutlich. Summa summarum ist der Verf. im Hinblick auf die große Schwäche der Polarisation geneigt, anzunehmen, daß das lichtdiffundierende Medium eine sehr große Ausdehnung besitzt, wobei er unter Hinweis auf Salet auch an die Möglichkeit einer Lichtdiffusion an die im Weltraum verteilten Meteoriten denkt. Dies würde allerdings, worauf er selber hinweist, die Annahme einer starken Lichtabsorption im Raume notwendig machen.

Chr. Jensen.

Richard Ruedy. Das Licht des Nachthimmels und die grüne Linie 5577,3 Å. Naturwissensch. 18, 401—411, 1930, Nr. 19. Verschiedene Arbeiten aus den letzten Jahren über Licht des Nachthimmels, grüne Linie, Ozongehalt und Zodiakallicht werden zu einer übersichtlichen Darstellung verarbeitet, wobei auch neue eigene Gedanken des Verf. geäußert werden.

J. Bartels.

E. O. Hulbert. The zodiacal light and the gegenschein as phenomena of the Earth's atmosphere. Phys. Rev. (2) 35, 1098—1118, 1930, Nr. 9. Der Verf. entwickelt folgende Theorie, die mit seinen Anschauungen über die Entstehung magnetischer Stürme und Polarlichter zusammenhängt: Neutrale Moleküle verlassen die Erdatmosphäre und werden in 50000 bis 70000 km Höhe durch das ultraviolette Sonnenlicht ionisiert. Unter der Wirkung des erdmagnetischen Feldes bilden die Ionen einen Ring um den Erdäquator; dieser Ring verursacht das Zodiakallicht, während die Moleküle, die kometenschweifartig durch den Strahlungsdruck der Sonne von der Erde fortgetrieben werden, den Gegenschein hervorrufen. Das ultraviolette Sonnenlicht wird von den Ionen absorbiert und zum Teil als sichtbares Licht wieder ausgestrahlt; demnach sollte sich das Spektrum des Zodiakallichts von demjenigen des Sonnenlichtes unterscheiden. Beobachtete Veränderungen im Zodiakallicht werden mit gleichzeitigen magnetischen Stürmen in Verbindung gebracht. Die Beobachtungen des Mondzodiakallichtes hält der Verf. für eine Täuschung durch das Mondzwielicht, weil Mond- und Sonnenzodiakallicht in demselben Intensitätsverhältnis stehen müßten wie Mond- und Sonnenlicht, d. h. 1 : 1000000.

J. Bartels.

Rolf Müller. Photographisch-photometrische Untersuchungen des Zodiakallichtes. ZS. f. Astrophys. 1, 35—42, 1930, Nr. 1. Mit einem Tessar von 16,5 cm Brennweite und dem Öffnungsverhältnis 1 : 2,7 wurden in La Paz (Bolivien) Aufnahmen des Zodiakallichtes hergestellt. Mittels des Hartmannschen Mikrophotometers wird der Schwärzungsverlauf parallel zum Horizont in Schnitten, die in Abständen von etwa 3° voneinander liegen, festgelegt. Die Punkte maximaler Schwärzung, die also die Achsenlage des Zodiakallichtes charakterisieren, werden graphisch abgeleitet.

P. P. Koch.

J. Koenigsberger. Über geoelektrische Methoden mit direkter Stromzuleitung. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 1, 23—109, 1930, Nr. 1. Das magnetische Feld eines Punktdipols E_1E_2 für einen der Erde eingeprägten stationären Strom wird berechnet und die Richtung der allein vorhandenen Horizontalkomponente dieses Feldes verglichen mit der beobachteten Horizontalkomponente eines Wechselstroms von 400 bis 500 Hertz. Die Differenz ist durch den Skineffekt verursacht, der, wie gezeigt wird, in der Hauptsache bedingt ist erstens durch die Wirkung des im Zuleitungsdräht fließenden Stromes auf die Stromlinien in der Erde, zweitens zum kleineren Teil durch die gegenseitige Induktion dieser Stromlinien aufeinander; erstere ist am stärksten in der Umgebung der Dipolachse. Die theoretische Folgerung, daß eine Dimensionsvergrößerung bei unveränderter Frequenz dieselben Wirkungen hat wie eine

Frequenzvergrößerung mit ungeänderten Dimensionen, wird an den beobachteten magnetischen Feldlinien bestätigt, ebenso die selbstverständliche Folgerung, daß ein besser leitender Boden einen größeren Skineffekt gibt als ein schlechterer leitender. Der Verf. zieht niedere Frequenzen von 75 bis 450 Hertz den höheren vor, weil bei letzteren die Phasendifferenzen größer werden und hochfrequenter Wechselstrom nicht tief genug eindringen kann. Die Veränderung des Widerstandes in nahe planparallelen, horizontalen, sehr ausgedehnten Schichten wird nach zwei Methoden gemessen: für einen besseren Leiter in der Tiefe wird die Potentialdifferenz auf der verlängerten Dipolachse in drei Punkten, die von der Erdelektrode und voneinander einen Abstand haben, der gleich der Hälfte des Abstandes $E_1 E_2$ ist, berechnet und mit den Beobachtungen verglichen. Für schlechter leitende Einlagerungen ist vorzuziehen, das Verhältnis der magnetischen Feldintensitäten in diesen drei Punkten zu vergleichen. Die Veränderungen des Strommagnetfeldes an der Erdoberfläche, verursacht durch Einlagerungen in der Tiefe, werden theoretisch so diskutiert, daß Regeln zur Bestimmung dieser Tiefe gegeben werden können. Sumpfiges Land oder flache Wassermassen an der Oberfläche, ebenso alle flachen Inhomogenitäten beeinflussen kaum Richtung und Größe der Horizontalkomponente, dagegen stark die Vertikalkomponente. Isolatoren wie Öl und gasführende Schichten und ihre obere Migrationszone verursachen Feldstörungen, ebenso Topographie und geologische Struktur, wofür Figuren als Beispiel gegeben werden. Um die von Erzen verursachten Ablenkungen von denen durch schlechtere Leiter sicher unterscheiden und Schlüsse auf die Konzentration des Erzes ziehen zu können, müssen direkt oder indirekt die Phasenunterschiede gemessen werden.

Koenigsberger.

J. Koenigsberger. Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Erde durch Induktion. Phys. ZS. 31, 487–498, 1930, Nr. 10. Berechnet wird die vertikale Komponente der magnetischen Feldstärke, die von induzierten Strömen erzeugt wird. Induziert werden diese Ströme in einem unendlich leitenden Halbraum durch einen Kreisstrom von endlichem Radius, der in einem sehr dünnen Draht auf der Grenzfläche des Halbraums fließt. Vernachlässigt werden zunächst Skineffekt, kleinere Phasenverschiebungen und Abschirmung. Die hierdurch verursachten Fehler werden § 6 und 7 abgeschätzt. Die der Rechnung § 2 und 3 zugrunde liegende, halb empirische Formel (18) für das Magnetfeld eines Stromes in ebenem Drahtkreis wird § 5 diskutiert und an den Beobachtungen geprüft. Von dieser Formel (18) wird bei den Integrationen § 2 und 3 nur der erste Teil A verwandt; die dadurch auftretenden Fehler sind § 4 abgeschätzt. Die Theorie wird angewandt auf die Erde als Halbraum; die Beobachtungen § 8 ergaben einen größerenordnungsmäßig zu erwartenden Widerstand ($3 \cdot 10^2$ Ohm pro Kubikzentimeter) der oberen Erdschichten. Um zu Tiefen von über 1 km bis zu 20 km vorzudringen, sind Frequenzen < 500 Hertz erforderlich; die hierbei auftretenden experimentellen Fehlerquellen und Schwierigkeiten werden kurz dargelegt.

J. Koenigsberger.

J. Koenigsberger. Zur Ermittlung ausgedehnter Schichten verschiedener Leitfähigkeit. ZS. f. Geophys. 6, 71–73, 1930, Nr. 2. Es werden zwei geoelektrische Verfahren beschrieben, um mit relativen Messungen aus den Quotienten von Potentialdifferenzen oder unter Umständen auch von Intensitäten bei Einleiten von Strom an zwei Punkten (Stromdipol) das Vorhandensein von besser oder schlechter leitenden Schichten, die Tiefe von deren ebenen horizontalen Grenzflächen und deren Leitfähigkeiten zu bestimmen. Die Messungen erfolgen auf der Verlängerung der Dipolachse, so daß der Einfluß der Zuleitung, der direkt und durch Induktion in der Erde indirekt stört, wegfällt. Für

besser leitende Einlagerungen ist die Messung der Quotienten der Potentialdifferenzen mit Sonden, für schlechter leitende die der Quotienten der Intensitäten genauer. Man erhält eine maximale Wirkung, wenn der Abstand der Primärelektroden, die Länge der Dipolachse, etwa das Drei- bis Vierfache der Tiefe der oberen Grenzfläche unter der Erde beträgt. Auch Fallen und Streichen der Schichten ist qualitativ durch Messung der Quotienten nach vier zueinander senkrechten Richtungen zu ermitteln.

J. Koenigsberger.

C. et M. Schlumberger. Communication sur le carottage électrique. II^e Congrès international de Forage. 14 S. Paris 1929. Mém. sur la méth. de la carte des résistivités et ses applications pratiques. Liége 1930. 14 S. u. 10 Tafeln. Mit elektrischer Bohrung bezeichnen die Verff. elektrische Widerstandsmessungen innerhalb einer Bohrung, die zu diesem Zweck unverrohrt sein muß. Der Widerstand hängt ab von dem Feuchtigkeitsgehalt, also auch von der Porosität der Gesteine, und von der Konzentration der Elektrolyten im Wasser (Calciumcarbonat, -sulfat, Magnesiumchlorid usw.). Für die Messung wurden an isolierten Kabeln drei Elektroden *A* (zu unterst), *M*, *N* in das Bohrwasser hinabgelassen, deren Abstand ($AM = r$, $AN = r'$) voneinander ist groß gegen den Durchmesser der Bohrung. Es hängt von der Leitfähigkeit des Wassers in der Bohrung ab, wie weit die Äquipotential- und Stromlinien im Bohrwasser deformiert werden. Die Verff. nehmen an, daß diese Deformation bei relativ geringem Bohrungsdurchmesser klein ist. Es wird die Potentialdifferenz $MN = dV$ gemessen; dann ist der spezifische Widerstand $= 4\pi \cdot dV \cdot rr' : I(r' - r)$. Die drei Kabel sind gut isoliert zusammengeflochten. Man kommt bis 2000 m. (Für diese Tiefen ist gute Isolation wegen des Druckes schwierig herzustellen. Der Ref.) Die Widerstände werden beim Abrollen registriert. In schwerer Spülauge geht das Versenken langsam. Die große Apparatur wiegt eine Tonne und ist auf Lastwagen montiert. In vielen interessanten Diagrammen werden Widerstandswerte in Ohm/cm angegeben. Die ölführenden Schichten in Pechelbronn und in Südamerika geben hohe Widerstände. Eine Kohlenschicht, die bei der Bohrung übersehen war, konnte nachträglich auf elektrischem Wege festgestellt werden. Die zweite Abhandlung behandelt vor allem die Methode der Widerstandsbestimmung durch Messung der Potentialdifferenzen von der Erdoberfläche aus an Hand zahlreicher Beispiele. J. Koenigsberger.

T. W. Wormell. Vertical Electric Currents below Thunderstorms and Showers. Proc. Roy. Soc. London (A) 127, 567–590, 1930, Nr. 806. Über die Meßmethode und über einige vorläufige Ergebnisse Wormells wurde bereits in diesen Ber. 9, 616, 1928, referiert. Wormell bringt jetzt die ausführliche Veröffentlichung und Diskussion der Ergebnisse zweijähriger Messungen des elektrischen Vertikalstroms unter Gewitter- und Schauerwolken. Von einer 12,3 m über dem Boden befindlichen Metallspitze gingen bei den starken Feldern, welche in der Nähe von Gewitter- und Schauerwolken auftreten, Ladungen aus, deren Größe und Vorzeichen mit einem Gas-Mikrovoltameter gemessen wurden. Auch die Stromstärke konnte bestimmt werden; denn in der Leitung, welche zur Spitze führte, lag ein Kondensator mit einer parallel geschalteten Funkenstrecke. Der Spannungsverlauf bei der Auf- und Entladung des Kondensators, dessen Kapazität bekannt war, wurde photographisch mit einem Kapillarelektrometer besonderer Bauart registriert. Zugleich wurden Messungen des Erdfeldes vorgenommen. Entladungen der Spitze waren meist von Niederschlägen begleitet. Aus den zahlreichen Beobachtungen folgt, daß bei Gewittern und Schauern pro Jahr etwa 0,25 Coulomb positiver Ladung und 0,12 Coulomb negativer Ladung die Spitze verließen, so daß als Differenz ein aufwärts gerichteter positiver Strom von

0,13 Coulomb pro Jahr resultiert. Für 1927 und 1928 ergaben sich nahezu die gleichen Werte. Aus den Registrierungen von Stromstärke und Stromrichtung und aus dem Verlauf des Potentialgefälles bei Vorüberziehen einer Schauer- oder Gewitterwolke folgert der Verf., daß meist diese Wolken positive Polarität besitzen, d. h. daß die negative Ladung unter der positiven sitzt. Dies Ergebnis steht in Widerspruch zur Gewittertheorie von Simpson. Es folgt dann eine Abschätzung des Elektrizitätsaustausches zwischen Erde und Atmosphäre mit besonders eingehender Berücksichtigung des Blitzes. Als Ladung, welche dem Quadratkilometer pro Jahr zugeführt wird, ergibt sich:

- + 60 Coulomb durch den normalen Vertikalstrom,
- + 20 „ durch Niederschläge,
- 20 „ durch leuchtende Entladungen und
- 100 „ durch Spitzenstrom.

Es ist also möglich, daß wenigstens da, wo Spitzenentladungen stattfinden können, der Boden einen Überschuß negativer Ladung erhält. *Frankenberger.*

Jean Lugeon. Le repérage radio-électrique des tempêtes de sable du Sahara à grande distance. C. R. 191, 61—64, 1930, Nr. 1.

C. Dauzère. Sur la formation des charges électriques dans les nuages. C. R. 189, 1092—1094, 1929, Nr. 24. *H. Ebert.*

Philip Sporn and W. L. Lloyd, Jr. Lightning Investigation on 132-Kv System of the Ohio Power Company. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 49, 259—262, 1930, Nr. 4. Bericht über Untersuchung der Einwirkungen natürlicher und künstlicher Blitzwanderwellen auf eine Hochspannungsfreileitung mit Hilfe von Kathodenstrahlloszillographen, Klydonograph (zur Spannungs- und Blitzstrommessung) und Stoßanlage. Natürliche Blitzwanderwellen zeigen hauptsächlich positives Vorzeichen, sind also nach Meinung der Verff. induziert und nicht auf direkte Einschläge zurückzuführen. Die Amplitude der höchsten aufgezeichneten positiven Blitzwanderwelle betrug das 8,4fache, die der höchsten aufgezeichneten negativen Blitzwanderwelle das 14,3fache der Betriebsspannung. Die Amplitude der höchsten aufgezeichneten Ausschaltwelle war 4,9mal, die der höchsten Einschaltwelle 2,7mal höher als die Betriebsspannung. Kathodenstrahlloszillogramme über das Verhalten von Überspannungsableitern wurden aufgenommen; jedoch lassen sich daraus noch keine eindeutigen Schlüsse auf den Wert der Ableiter ziehen. Die Abnahme der Amplitude mit dem Laufweg ist für Wanderwellen positiven und negativen Vorzeichens verschieden und für positive Wellen größer. Aus der entsprechenden Formel von Foust und Menger haben sich in dem untersuchten Leitungsnetz die Konstanten 0,000574 bzw. 0,000307 für positive bzw. negative Wanderwellen ergeben. Mittels Klydonographen, die parallel zu Freileitungsmasten als Stromanzeiger geschaltet waren, wurden zwei direkte Blitzschläge negativen Vorzeichens aufgezeichnet mit Stromstärken von 175000 bzw. 100000 Amp. Gleichzeitig wurden induzierte Spannungen auf den Phasenleitungen registriert. Das Potential der induzierten Spannungswelle fiel mit der Entfernung von der Einschlagsstelle rasch über die durch Klydonographen kontrollierte Leistung ab, in Übereinstimmung mit der Formel von Foust und Menger. Zehn Kathodenstrahlloszillogramme induzierter natürlicher Blitzwanderwellen zeigten sämtlich niedrige Spannung und positives Vorzeichen. Drei davon hatten eine Frontlänge $\leq 0,5$, vier eine solche von 4 bis 8, drei eine Frontlänge von 10 bis 13 μsec . Die erstgenannten drei Wellen mit steiler Front stammten wahrscheinlich von einer Entladung aus einer von der Leitung entfernten Wolke, da ihre Spannung relativ niedrig war; doch läßt ihre Form darauf

schließen, daß auch induzierte Wanderwellen Überschläge auf Hochspannungsleitungen hervorrufen können. Daß direkte Einschläge ein Herausfallen der Leitung verursachen, ist nicht unbedingt notwendig; andererseits ist ein Herausfallen der Leitungen auch durch Blitzschläge in einiger Entfernung von der Freileitung vorgekommen.

Knoll.

W. W. Lewis and C. M. Foust. Lightning Investigation on Transmission Lines. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 49, 389—392, 1930, Nr. 5. Gen. Electr. Rev. 33, 185—198, 1930, Nr. 3. Zusammenfassender Bericht von Untersuchungen über Blitzwanderwellen und der durch sie hervorgerufenen Schäden in mehreren amerikanischen Hochspannungs-Freileitungsnetzen während der Jahre 1926 bis 1929. Als Meßgeräte dienten Kathodenstrahlzoszillographen, Klydonographen in der bekannten Ausführung als Spannungsmesser oder auch als Strommesser für den beim direkten Einschlag den Mast durchfließenden Blitzstrom, sowie Apparate zur Registrierung der Feldstärke und der Feldstärkeänderungen, über deren Konstruktion nichts näheres angegeben wird. Die hauptsächlichsten Ergebnisse der Untersuchungen sind: Bei natürlichen Blitzwanderwellen sind Spannungsspitzen bis zum 15,2fachen, bei Schaltwanderwellen solche bis zum 5,5fachen der Normalspannung aufgetreten, wobei sich die Ausschaltspannungen als gefährlicher wie die Einschaltspannungen erwiesen; an Freileitungen sind Feldstärken von 170 kV/m, an Antennen 280 kV/m gemessen worden. An den untersuchten Freileitungen sind pro 100 Meilen im Jahr durch Blitzschläge 29 Abschaltungen vorgekommen mit 3,6 Isolatorüberschlägen pro Abschaltung, wobei die der Wetterseite zunächst liegende Leitung stets die meisten Isolatorüberschläge aufwies. Auf etwa 150 Kathodenstrahlzoszillogrammen natürlicher Blitzwanderwellen schwanken die Amplituden zwischen niedrigen Werten bis 1260 kV, die Wellenfronten zwischen < 1 und $> 150 \mu\text{sec}$ und die Gesamtdauer der ersten Welle zwischen < 1 und $> 150 \mu\text{sec}$. Vorherrschend waren Stöße in einer Richtung, und zwar solche positiven Vorzeichens. Die auf Grund der Untersuchungen 1927 für die Amplitudenabnahme der Wanderwellen mit dem Laufweg abgeleiteten

Formeln $e = \frac{e_0}{kse_0 + 1}$ und $A = -ke^2$, worin e_0 die am Entstehungsort der Wanderwelle auftretende Spannung, k eine empirisch zu findende Konstante, s die Entfernung zum Entstehungsort der Wanderwelle, e die Spannung im Abstand s und A die Amplitudenabnahme in kV/Meile bedeuten, konnten durch die mit natürlichen und künstlichen Blitzwanderwellen erhaltenen Ergebnisse bestätigt werden. Der Faktor k wurde für natürliche Blitzwanderwellen in verschiedenen Netzen im Mittel zu 0,00016, 0,00057, 0,00044 und 0,00069 bestimmt. Der Grad der Amplitudenabnahme variiert mit dem Leiterdurchmesser, der Frontsteilheit, der Polarität der Wanderwelle, dem Vorhandensein von Erdseilen und wahrscheinlich mit noch anderen Faktoren. Der Wert oberirdisch verlegter Erdseile, der sich durch die Herabsetzung induzierter Spannungen und im geringeren Herausfallen der Leitungen äußert, wurde durch besondere Versuche und die Versuchserfahrungen im allgemeinen nachgewiesen. Der größte Teil des umfangreichen Untersuchungsmaterials, über dessen Einzelheiten hier nicht berichtet werden kann, ist in Tabellen und Kurven zusammengestellt.

Knoll.

Reinhold Rüdenberg. Die Kopfgeschwindigkeit elektrischer Funken und Blitze. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. 9, Heft 1, S. 1—6, 1930. Jeder elektrische Funke, auch der natürliche Blitz, stellt einen Leitungs- oder Konvektionsstrom dar und muß sich daher im inhomogenen Felde durch einen Verschiebungsstrom in dem noch nicht durchbrochenen Teile des Feldes schließen.

Durch Vergleich der beiden Gesetze innerhalb und außerhalb des Funkens ergibt sich eine Geschwindigkeit für die Ausbreitung des Funkenkopfes, die für ein bestimmtes angenommenes Beispiel etwa ein Viertel der Lichtgeschwindigkeit ergibt. Relativistische Betrachtungen zeigen, daß die Kopfgeschwindigkeit nicht über erhebliche Bruchteile der Lichtgeschwindigkeit ansteigen kann, sie wird jedoch erheblich geringer, falls die Durchbruchsspannung vor dem Funkenkopfe größer ist als sie die bisherigen quasistationären Messungen ergeben. Scheel.

Blitzschaden an einem Fernkabel. Electr. Comm. 8, 194—195, 1930, Nr. 3. Es wird über einen Blitzschlag berichtet, der im Jahre 1929 das Kabel Budapest—Wien traf. Der Blitz schlug in einen Baum und lief längs der Wurzel zu dem Kabel, das 6 m von dem Baum entfernt 0,7 m unter der Erdoberfläche liegt. Photographiche Aufnahmen des beschädigten Kabels werden gezeigt. Alice Roehmann.

K. B. McEachron, I. G. Hemstreet and W. J. Rudge. Travelling Waves on Transmission Lines. Tests with Artificial Lightning Surges. Gen. Electr. Rev. 33, 254—263, 1930, Nr. 4. Travelling Waves on Transmission Lines with Artificial Lightning Surges. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 49, 377—381, 1930, Nr. 5. Verff. berichten über weitere Untersuchungen an Freileitungen mit künstlichen Blitzwanderwellen, die mittels einer neuen transportablen Stoßanlage für eine Million Volt in Marxschaltung und mit einem Kathodenoszillographen durchgeführt wurden. Der Stoßgenerator bestand aus 40 Kondensatoren zu je $0,5 \mu\text{F}$, die parallel auf 25 kV aufgeladen und in Reihe über die Stoßfunkenstrecke entladen wurden; er erwies sich nach Spannung und Leistung als ausreichend für die Untersuchungen, welche zu folgenden Ergebnissen führten: 1. Der Abfall des Wanderwellenrückens erfolgt langsamer, wenn auf nahe parallelen Leitungen gleichzeitig ähnliche Wanderwellen laufen. 2. Im allgemeinen erfolgt der Spannungsabfall im Rücken einer positiven Wanderwelle schneller als bei einer negativen Wanderwelle. 3. Kurze Wellen, wie sie z. B. beim Zusammenbruch während des Anstieges beim Überschlag entstehen, fallen im Rücken schneller ab als längere Wellen gleicher Amplitude. 4. In der von Foust und Menger auf Grund des an Blitzwanderwellen gewonnenen Materials aufgestellten Formel

$$e = \frac{e_0}{k \cdot s \cdot e_0 + 1}, \text{ worin } e \text{ die Spannung am untersuchten Leitungspunkt,}$$

e_0 die Spannung an dem s Meilen entfernten Entstehungsort und k eine Konstante bedeuten, muß für $s > 10 \text{ km}$ s^n eingesetzt werden. Für ein e_0 von 230 kV wurde ein n von 0,75 und ein k von 0,00069 experimentell gefunden. 5. Das Vorhandensein von Erdseilen bewirkt für die negative, in geringerem Maß auch für die positive Wanderwelle ein weniger rasches Absinken der Spannung im Rücken. Dieser Effekt besteht unabhängig von der durch Erdseile im Stoßpunkt hervorgerufenen Spannungsabsenkung. 6. Die Herabsetzung von Spannungen, die durch Wanderwellen induziert sind, mit Hilfe von Erdseilen betrug in der benutzten Anordnung 23 % (nach der üblichen Rechnung 20 %). 7. Die Spannung der auf einer Freileitung laufenden Wanderwelle sinkt von dem Punkt ab, wo Erdseile sie begleiten, um etwa 8 % ab infolge der Abnahme des Wellenwiderstandes. Im Hinblick darauf lohnt es sich also kaum, zur Herabsetzung der Wanderwellenspannung in der Nähe von Stationen zusätzliche Erdseile anzubringen; diese gewähren lediglich wirksamen Schutz für Blitzschläge in unmittelbarer Nähe der Station. 8. Stahl- und Kupferleiter verhalten sich als Erdseile bei der Fortpflanzung von Wanderwellen nahezu gleich. 9. Es ist günstiger, den Erdungswiderstand sämtlicher Masten so klein wie möglich zu halten, als große Schwankungen des Erdungswiderstandes mit einigen besonders niedrigen Werten, aber einem höheren

Durchschnittswert zuzulassen. 10. Der Erdungswiderstand für Wanderwellen ist kleiner (bei einem Strom von 550 Amp. 67 %) als der stationäre Erdungswiderstand. 11. Der Wellenwiderstand einer Freileitung kann befriedigend genau in folgender Weise bestimmt werden: In genügender Entfernung vom Stoßgenerator wird die Freileitung über einen veränderlichen Widerstand parallel zu zwei Funkenstrecken geerdet. Dann wird die Stromspannungscharakteristik aufgenommen, deren Stromwerte aus der Spannungsmessung mit der einen Kugelfunkenstrecke erhalten werden, während die Spannungen mit der zweiten Funkenstrecke, die eine besondere Erdung besitzt, bestimmt werden. Der Wellenwiderstand ergibt sich dann aus der Charakteristik, und zwar am Ende der Freileitung aus der Spannung beim Strom 0, dividiert durch den extrapolierten Strom bei der Spannung 0, an jedem anderen Leitungspunkt aus der Spannung beim Strom 0, dividiert durch den halben Strom bei der Spannung 0. Durch diese Meßanordnung wird die Schwierigkeit der Strommessung beim Potential Null umgangen.

Knoll.

J. J. Nolan and P. J. Nolan. Preliminary account of observations on atmospheric electricity in country air. Gerlands Beitr. 25, 414—428, 1930, Nr. 3/4. Es werden Untersuchungsergebnisse über Ionengehalt (n_+ , n_-) und Kondensationskernzahlen (z) in Glencree, 18 km südlich von Dublin, in einer gebirgigen und wenig besiedelten Gegend, während der Periode Oktober 1928 bis Oktober 1929 mitgeteilt. Ein geeignet konstruierter Zylinderkondensator gestattete es, wirklich nur die kleinen Ionen mit einer Beweglichkeit $> 0,38 \text{ cm/sec/Volt/cm}$ gesondert zu messen. Eine ähnliche Vorrichtung, jedoch mit kleinerer Strömungsgeschwindigkeit der angesaugten Luft, diente zur Ermittlung großer Ionen (Beweglichkeit $> 0,00015 \text{ cm}$). Schließlich gab ein daran angeschlossener Aitkenapparat die Gesamtzahl der Kondensationskerne. Der Kerngehalt war bei den vom freien Land kommenden südlichen bis westlichen Winden 540, während Wind aus anderen Richtungen, von Ansiedlungen kommend, weit höhere Werte ergab (bei Nordwind 10700 Kerne). Das Verhältnis der Konzentration ungeladener Kerne zu der Zahl geladener Großionen eines Zeichens ergab sich in guter Übereinstimmung mit Messungen von Gockel und Hess zu 2,2. In einigen Fällen schien das Gleichgewicht zwischen kleinen Ionen und Kernen noch nicht erreicht zu sein. Die Mittelwerte der Zahl kleiner Ionen waren $n_+ = 388$ und $n_- = 283$, also ziemlich klein, aber in guter Übereinstimmung mit von Maurain und Salles in Val-Joyeux ermittelten Werten. Bei heftigem Regen stieg sowohl die Zahl der negativen Ionen wie die der Kondensationskerne stark an (Lenard-Effekt). Auch bei leichtem Regen war das Verhältnis n_+/n_- entschieden kleiner als bei normalem Wetter, wohl eine Folge des umgekehrten Erdfeldes. Nach Nolans Gleichgewichtsformel $q = \alpha n^2 + \xi n\sqrt{z}$ wurden dann die Ionisationsstärken q berechnet. Es ergaben sich im Mittel etwa fünf Ionenpaare. Die Formel $q = \alpha n^2 + 2 \eta_s n N_+$ führte zu schlechteren Ergebnissen. Gelegentliche Messungen mit einem Staubzähler nach Owens zeigten, daß etwa 20 mal so viele Kerne als Staubeilchen, die nicht als Kondensationszentren dienen, vorhanden waren.

Friedrich Lauscher-Wien.

Leigh Page. Effect of the earth's magnetic and electric fields on ion paths in the upper atmosphere. Phys. Rev. (2) 38, 823—831, 1929, Nr. 5. In der Arbeit werden drei Fragen behandelt: 1. Unter welchen Bedingungen kann das Erdfeld in der oberen Atmosphäre als rein magnetisch angesehen werden? Die Rechnung ergibt die Möglichkeit unter der Voraussetzung positiver Ladung an den Polen und negativer am Äquator. Die Gesamtladung der Erde würde -72 Coulomb betragen. 2. Berechnung der Ionenbahnen unter Annahme der Erde als ungeladene, leitende, gleichförmig magnetisierte Kugel, die um ihre

magnetische Achse rotiert. Die Rechnung zeigt, daß die Ionenbahnen nach Westen fortschreiten mit einer Geschwindigkeit, die mit der Höhe wächst und sich einem Grenzwert bei nur magnetischem Feld nähert. Die Erde trüge dann eine scheinbare Ladung von + 72 Coulomb. 3. Einfluß einer Oberflächenladung auf die Ionenbahnen. Verf. findet, daß eine gleichmäßig verteilte Ladung lediglich eine Vermehrung bzw. Verminderung der Geschwindigkeit des westlichen Fortschreitens der Bahnen bedeutet.

G. Fanselau.

Robert A. Millikan. Remarks on the history of cosmic radiation. Science (N. S.) 71, 640—641, 1930, Nr. 1851. Teildruck aus „Bemerkungen zur Geschichte der kosmischen Strahlung“ (Phys. ZS. 31, 241, 1930).
Kolhörster.

Robert A. Millikan. History of Research in Cosmic Rays. Nature 126, 14—16, 29—30, 1930, Nr. 3166 u. 3167. Vgl. Phys. Ber. S. 1383. H. Ebert.

L. F. Curtiss. The nature of cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 35, 1433, 1930, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zwei Geiger-Müllersche Zähler, die aufeinandergesetzt sind, zeigen Koinzidenzen, die kosmischen Strahlen zugeschrieben werden. Absorptionsversuche von Bothe und Kolhörster zeigten, daß diese Strahlen korpuskular sind. Verf. machte Versuche mit den Polen eines großen Elektromagnets zwischen den Zählern und zählte die Zahl der Koinzidenzen mit und ohne Magnetfeld. Mit einem Felde von 7000 Gauß auf einer Fläche von 24 cm Durchmesser würde ein paralleler Strahl von 10^9 Volt-Elektronen, der den oberen Zähler passiert, gerade genügend abgelenkt werden, um den unteren Zähler nicht mehr zu treffen, trotz der Tatsache, daß H_ϱ für solche Elektronen annähernd $3 \cdot 10^6$ ist. Da die Strahlung in Wirklichkeit diffus mit einem Maximum in der senkrechten Richtung ist, kann man bei der Verwendung zweier Zähler nur eine leichte Abnahme der Koinzidenzen erwarten, wenn sie durch Elektronen großer Geschwindigkeit erzeugt werden. Sind sie jedoch durch Ultra- γ -Strahlen hervorgerufen, so dürfte keine solche Wirkung vorhanden sein. Verf. beobachtete eine Abnahme der Koinzidenzen um 25 %. Das bestätigt das Vorhandensein einer Korpuskularstrahlung hoher Energie.
Güntherschulze.

Axel Corlin. Höhenstrahlungsschwankungen zweiter Art. (Vorläufige Mitteilung.) Naturwissenschaft. 16, 512, 1928, Nr. 25. Die statistische Behandlung der bisher vorliegenden Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung führt zu folgenden Ergebnissen: 1. Die Messungen von Kolhörster, Kolhörster und von Salis, Büttner und Steinke ergeben Mittelwertskurven, die, in der Hauptsache übereinstimmend, sternzeitlichen Verlauf zeigen (Maxima 23 bis 1 Uhr, 5 bis 8 Uhr, 13 bis 16 Uhr, Minima 8 bis 12 Uhr Sternzeit). 2. Starke Schwankungen in den Einzelwerten führten zur Auffindung einer mit der Zeit fortlaufenden Schwankung der Strahlung, den „Schwankungen zweiter Art“. 3. Solche Schwankungen großer Amplitude ergeben bei „kleiner Intensität“ die sternzeitliche Periode besonders deutlich, bei „großer Intensität“ hat die sternzeitliche Kurve ein ganz anderes Aussehen.
Kolhörster.

A. Corlin. Die Sternzeitperiode der Höhenstrahlung. Naturwissenschaft. 18, 600—601, 1930, Nr. 26. Verf. berichtet über Messungen der Höhenstrahlung mit einem Kolhörsterstrahlungsapparat während der Zeit vom 13. November 1929 bis 13. Januar 1930 in Abisko (+ 68,21°, 388 m über dem Meere). Die Ergebnisse zeigen Sternzeitperiode, die besonders bei längeren Beobachtungsreihen hervortritt. Auch die Lindholmschen Registrierungen (Gerlands Beitr. 22, 141, 1929) in Muottas Muragl zeigen deutlich die Sternzeitkurve und stimmen mit den Mittel-

wertskurven der anderen Forscher im wesentlichen überein. Die Existenz einer Sternzeitkurve ganz bestimmten Charakters dürfte hiermit wiederum gezeigt worden sein.

Kohlörster.

L. M. Mott-Smith. Possibility of Determining the Energy of the Cosmic β -Particles by Magnetic Deflection. Phys. Rev. (2) 35, 1125–1126, 1930, Nr. 9. Verf. erörtert die Möglichkeit, die Energie hochgeschwinder Elektronen durch Mehrfachkoinzidenzen und magnetische Ablenkung zu ermitteln, und berichtet, daß solche Untersuchungen in Angriff genommen sind. (Man vergleiche Curtis, Tuve, Rossi.)

Kohlörster.

J. P. Ault and F. M. Soule. New Data on the Bottom Contour of the South Pacific Ocean from Soundings Taken on Board the Carnegie. Gerlands Beitr. 28, 1–7, 1929. Die beiden Verff., von denen der eine, Kapitän Ault, am 29. November 1929 leider einer Gasolinexplosion zum Opfer fiel, berichten über die Resultate der Echolotungen, die an Bord der „Carnegie“ auf der Route Balboa, Osterinsel, Callao, Tua motuinsel und Tahiti angestellt wurden. Die Unregelmäßigkeiten, die sich im Relief des Pazifiks in diesem Teile finden, sind sehr große zu nennen. Als Beispiel möge das Gebiet $4,0^{\circ}$ N und $81,6^{\circ}$ W angeführt werden. 60 Meilen nordwestlich der Insel Malpelo wurde eine Tiefe von nur 1379 m gefunden, während 120 Meilen südöstlich der Insel 5171 m gelotet wurden. Es wird noch von einer Reihe von Rücken und Gräben berichtet, was im Hinblick auf das große Interesse, das heute von der Geophysik und Geologie der Bodenform gerade des Pazifik zugewendet wird, von großer Bedeutung zu sein scheint.

Conrad-Wien.

P. M. van Riel. The influence of sea disturbance on surface temperature. Koninkl. Nederl. Meteorol. Inst. Nr. 102, Mededeel. en Verhandel. Nr. 30, 1928, 17 S.

H. Ebert.

J. E. Fjeldstad. Ein Beitrag zur Theorie der winderzeugten Meeresströmungen. Gerlands Beitr. 28, 237–247, 1929. Es ist von Bedeutung, die Gesetze der Scheinreibung für die Meeresströmungen genauer festzustellen. Die Annahme eines konstanten Koeffizienten der Scheinreibung stimmt schlecht mit den Beobachtungen überein. Beobachtungen von Sverdrup geben die Möglichkeit, diese Verhältnisse im einfachen Fall eines stationären Windstroms zu studieren. Für den Koeffizienten ν ergibt sich folgender theoretischer Ausdruck:

$$\nu = \frac{\lambda}{V^2 \frac{dy}{dz}} \int_{\text{II}} V^2 \cdot dz$$

($\nu = \eta/\varrho$; η = Reibungskoeffizient; ϱ = Dichte, wird als konstant betrachtet; $\lambda = 2\omega \sin \varphi$, $u_1 v_1$ Komponenten der Geschwindigkeit; $u^2 + v^2 = V^2$; $\arctg v/u = \psi$). Die aus den Beobachtungen für ν abgeleiteten Zahlenwerte lassen sich durch die Formel darstellen: $\nu = 385 \left(\frac{z + \varepsilon}{h + \varepsilon} \right)^{3/4}$; $h = 22$ m; $\varepsilon = 0,1$ m. Im übrigen Teil

werden nun für den Ansatz des Koeffizienten $\nu = \nu_0 \left(\frac{z + \varepsilon}{h + \varepsilon} \right)^{3/4}$ die Bewegungsgleichungen durch Reihenentwicklung integriert. Es zeigt sich, daß die berechneten mit den beobachteten Werten gut übereinstimmen.

M. Toperczer-Wien.

G. R. Goldsbrough. The Tides in Oceans on a Rotating Globe. Part II.
Proc. Roy. Soc. London (A) 122, 228–245, 1929, Nr. 789. H. Ebert.

Walter Stürzenacker. Die technischen und wirtschaftlichen Grundlagen für die Gewinnung von Gezeitenenergie. Dissertation Karlsruhe i. B. 1928, 52 S. u. 1 Karte. In vorliegender Studie werden die Möglichkeiten von Gezeitenkraftwerken in technischer und wirtschaftlicher Hinsicht erörtert. Der Verf. kommt zu dem Schluß, daß an einigen wenigen bevorzugten Küstenpunkten der Erde die Voraussetzungen für eine wirtschaftliche Verwertung der Gezeitenenergie gegeben sind. Traenkle.

A. Wigand. Zur Vorgeschichte der Kolloid-Meteorologie. Naturwissensch. 18, 265–266, 1930, Nr. 12. Ein Hinweis auf Arbeiten von Kollofforschern (Ostwald, Pawlow), die erstmalig auf Analogien zwischen flüssigen Kolloidsystemen und atmosphärischen Dispersoiden aufmerksam gemacht haben.

F. Lauscher-Wien.

H. Bechhold. Zur Vorgeschichte der Kolloid-Meteorologie. Naturwissensch. 18, 369, 1930, Nr. 17. In Ergänzung eines Aufsatzes von Wigand (vgl. vorst. Ref.) wird darauf hingewiesen, daß die erste Erwähnung einer Kolloidmeteorologie von Bechhold aus dem Jahre 1904 herstammen dürfte (ZS. f. phys. Chem. 48, 385, 1904).

F. Lauscher-Wien.

Chaim L. Pekeris. Bemerkung zum Aufsatz von Eduard Stoecker: „Zur Einführung der Entropie in die Behandlung der atmosphärischen Thermodynamik“. Meteorol. ZS. 47, 231–233, 1930, Nr. 6. Pekeris weist im Anschluß an einen Aufsatz von Steiner im Januarheft 1930 der Meteorol. ZS. darauf hin, daß dieser das Gebiet der größten Anwendbarkeit der Entropie in der Meteorologie, nämlich das von Sir N. Shaw in die Meteorologie eingeführte Tephigramm (Temperatur-Entropie-Diagramm), nicht erwähnt hat. Gerade dieses hat sich aber nach den Erfahrungen der amerikanischen Meteorologen bei der Prognose lokaler Sommerschauer sehr bewährt. Ferner betont Pekeris, daß Steiners Behauptung, die Entropie genüge dem Gesetz der turbulenten atmosphärischen Diffusion, schon von L. F. Richardson widerlegt wurde. Man sieht das sofort ein, wenn man überlegt, daß die potentielle Temperatur eines von den Elementen ist, die die Austauschgleichung erfüllen. Da die Änderung der spezifischen Entropie aber proportional dem Logarithmus der potentiellen Temperatur ist, folgt als Austauschgleichung der Entropie

$$\frac{d}{dt} e^{S/c_p} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial h} \left(A \frac{\partial e^{S/c_p}}{\partial h} \right),$$

wo t Zeit, h Höhe, e Basis der natürlichen Logarithmen, S spezifische Entropie, ρ Dichte, A Austauschkoeffizienten, c_p spezifische Wärme bei konstantem Druck bedeutet. Haurwitz.

H. Ertel. Zur Dynamik der atmosphärischen Druckschwankungen. Gerlands Beitr. 25, 59–73, 1930, Nr. 1. Wenn in verschiedenen Niveaus der Atmosphäre Massenzufuhren erfolgen, so werden doch dort aufgestellte Druckmesser nicht eine äquivalente Zunahme des Drucks angeben, da infolge der Kompressibilität der Luft stets Kompensationserscheinungen eintreten werden (z. B. Absinken von Luftmassen, adiabatische Erwärmung usw.). Wenn uns also die Änderungen von Druck und Temperatur in einzelnen Niveaus gegeben sind, so kann direkt aus diesen noch nicht auf die Massenänderungen in den

entsprechenden Zwischenschichten geschlossen werden, es muß vielmehr erst Rücksicht auf die diese Veränderungen begleitenden Prozesse genommen werden. Der Verf. löst nun die Aufgabe, aus den in den verschiedenen Niveaus beobachteten zeitlichen Variationen des Druckes die ursprüngliche direkte Massenzufuhr in den einzelnen Zwischenschichten zu berechnen, wobei von der Annahme ausgegangen wird, daß die durch die direkte Massenzufuhr bewirkten Störungen im vertikalen Aufbau einer Luftsäule sich durch adiabatische Vertikalbewegungen ausgleichen. Die Lösung dieses Problems ist wichtig im Hinblick auf die Frage nach dem „Sitz der am Boden beobachteten Druckschwankungen“. Auf Grund der erhaltenen Ergebnisse werden aus den von A. Schedler und B. Haurwitz erhaltenen mittleren Werten der Druckänderung in den einzelnen Niveaus die entsprechenden Werte der direkten Massenzufuhr berechnet. Es ergibt sich das Resultat, daß sowohl in der bodennahen Troposphäre (0 bis 3 km) als auch in der Stratosphäre (10 bis 12 km) ein Maximum der direkten Massenzufuhr auftritt. Dieses Ergebnis spricht für die Vorstellungen v. Fickers über den Mechanismus der atmosphärischen Druckschwankungen.

M. Toperczer-Wien.

Sudhansu Kumar Banerji. The Effect of the Indian Mountain Ranges on the Configuration of the Isobars. Indian Journ. of Phys. 4, 477—502, 1930, Nr. 6. Der Einfluß der indischen Gebirgszüge auf den Verlauf von Stromlinien und Isobaren während des Südwestmonsuns wird nach hydrodynamischen Methoden untersucht. Das Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen, besonders hinsichtlich der Ausbildung lokaler Tiefdruckgebiete. Frankenberger

H. Markgraf. Ein Beitrag zu Wegeners mechanischer Trombentheorie. Meteorol. ZS. 45, 385—388, 1928, Nr. 10. H. Ebert.

Gilbert T. Walker. Der gegenwärtige Stand der meteorologischen Korrelationsforschung. Meteorol. ZS. 47, 229—231, 1930, Nr. 6. Walker wendet sich gegen einige Behauptungen Baurs in einem gleichlautenden Aufsatz im Februarheft.

Haurwitz.

G. Chatterjee and N. K. Sur. The thermal structure of the free atmosphere over Agra. Gerlands Beitr. 25, 266—278, 1930, Nr. 3/4. Im April 1926 wurde die unterbrochene Reihe der Registrieraufstiege am Observatorium in Agra wieder aufgenommen. Der vorliegenden Verarbeitung ist ein Material von 140 Aufstiegen zugrunde gelegt, von denen über die Hälfte die Stratosphäre erreichten. Verwendet wurden speziell für das dortige Klima geeignete Ballons und die handlichen Dinesmeteographen. Dargestellt sind durch Tabelle und Schaubild die monatlichen Temperaturmittel-Höhenkurven. Die Monsunperiode weist die höchsten Temperaturen bis 14 km auf. Die Verhältnisse während verschiedener Jahreszeiten werden durch Diagramme, darstellend die Windverhältnisse nach Pilotierungen, und die Temperaturverteilung erläutert. Zur Charakterisierung der Stratosphäre werden drei Typen eingeführt: 1. schroffe Inversion, 2. Isothermie mit folgender schroffer Inversion, 3. allmählicher Übergang zur immer stärker werdenden Inversion. Im Mittel fallen die tiefsten Temperaturen der unteren Stratosphäre (-82°) auf August und September, die höchsten (-69°) auf Dezember und Januar. Gelegentlich kräftiger Kälteeinbrüche wurde auch über Agra sehr tiefe Lage des Stratosphärenbeginns beobachtet. M. Toperczer-Wien.

Hans Ertel. Die vertikale Druckverteilung in turbulenten Strömungen. Meteorol. ZS. 47, 222—227, 1930, Nr. 6. Ertel zeigt, daß die Druckverteilung in

der Vertikalen in turbulenten Strömungen nicht rein statisch ist, selbst wenn die mittlere Strömung genau horizontal ist. Die Abweichung von der statischen Verteilung ist freilich nur klein. Sie beträgt z. B. unter mittleren Verhältnissen bei einer Windstärke von 20 m/sec nur — 0,33 mbar. Eine gegenteilige Behauptung von Hesselberg erklärt sich durch die unerlaubte Übertragung der Gleichungen für die Horizontalkomponente auf die Vertikalkomponente. *Haurwitz.*

H. Ertel. Die Richtungsschwankung der horizontalen Windkomponente im turbulenten Luftstrom. Gerlands Beitr. 28, 15—21, 1929, Nr. 5. Hesselberg und Björkdal hatten gefunden, daß bei Bewegungsformen der Luft, für die die Energie der Volumeneinheit und die ausgeglichenen Geschwindigkeit während des betrachteten Zeitintervalls keine Änderung erfährt, die Geschwindigkeiten nach dem Maxwell'schen Gesetz verteilt sind. Der Verf. untersucht nun die Frage, bei welchem Bruchteil aller Teilchen eines genügend großen Volumens die Horizontalkomponente der Bewegung in eine bestimmte Richtung fällt. Dies ist von Bedeutung für das Verständnis der Angaben von Windmeßgeräten (Windfahnen), die ja bloß die Horizontalkomponenten des Windes aufzeichnen. Die Verteilungsfunktion ist gegeben durch:

$$F_\varphi = \frac{e^{-\bar{v}^2}}{2\pi} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} e^{-\bar{v}^2 \sin^2 \varphi} \cdot \bar{v} \cos \varphi [1 + \Phi(\bar{v} \cos \varphi)].$$

Dabei ist $\Phi(x)$ die Gaußsche Fehlerfunktion, $\bar{v} = \sqrt{k\rho} \cdot \bar{w}$, φ der Winkel zwischen der Richtung der ausgeglichenen Bewegung und der des betrachteten Teilchens. Ist ferner E die Energie der Volumeneinheit, E_a die der ausgeglichenen Bewegung, so ist k definiert durch $3/4 k = E - E_a$, ρ bedeutet die Dichte und \bar{w} die Geschwindigkeit der ausgeglichenen Bewegung. Zur kurzen Charakteristik der Richtungsverteilung kann man die mittlere Schwankung S_m einführen. Es ergibt sich schließlich:

$$S_m = \sqrt{\frac{E_t}{3E_a}},$$

wobei E_t die Energiedichte der turbulenten Bewegung ist. Aus der Bestimmung der mittleren Schwankung aus Feinregistrierungen der Windrichtung ließe sich also die Turbulenzenergie ermitteln, vorausgesetzt, daß während des Beobachtungszeitraumes alle Phasen der Turbulenz aufgezeichnet werden, die ausgeglichenen Geschwindigkeit sowie die Turbulenz konstant bleiben. *M. Toperczer-Wien.*

G. I. Taylor. Waves and Tides in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 126, 169—183, 1929, Nr. 800. Die Erklärung der halbtägigen Druckschwankung als Resonanzerscheinung mit der halbtägigen Temperaturwelle erfordert die Existenz einer Eigenschwingung der Atmosphäre mit einer Periode von nicht weniger als 11 Stunden 56 Minuten. Die durch den Verf. angestellten Berechnungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit langer Wellen in der Atmosphäre geben eine Übereinstimmung von 2 % mit anschließend an die beim Krakatauausbriuch beobachteten Gravitationswellen, während die entsprechende Eigenschwingung eine Periode von nur $10\frac{1}{2}$ Stunden hat. Wenn aber statt der den Berechnungen zugrunde gelegten adiabatischen Expansion und Kontraktion beim Durchgang der Wellen ein entsprechend rascher Temperaturaustausch durch Strahlung angenommen werden kann, so findet man bei diesem isothermen Vorgang eine kleinere Fortpflanzungsgeschwindigkeit und eine Übereinstimmung der entsprechenden Eigenschwingung mit der geforderten Periode. Der Verf. schließt dann noch eine

weitere Diskussion der Krakatauwelle an und erklärt die Deformation der ursprünglich kreisförmigen Welle nach einem Umlauf um die Erde als Effekt der Windverteilung auf der Erdkugel.

F. Steinhauser.

G. I. Taylor. Waves and Tides in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 126, 728, 1930, Nr. 803. Berichtigung. Ein Fehler in der numerischen Berechnung wird in für die Originalarbeit günstigem Sinn richtiggestellt.

F. Steinhauser.

G. Chatterjee. An Upper Temperature Indicator for Use with Pilot Balloon. Gerlands Beitr. 24, 343–352, 1929, Nr. 4. Beschrieben wird ein Instrument, das dazu dienen soll, das Erreichen einer bestimmten Isothermenfläche, deren Wert willkürlich bestimmbar ist, anzusehen. Da die komplette Vorrichtung bloß 40 g wiegt, kann sie an Pilotballons angehängt werden. Im wesentlichen besteht das Instrument aus einer Bimetallgabel, die unten zwei V-förmige Träger hat, zwischen die eine Papierscheibe eingehängt werden kann. Die Papierscheibe trägt ein Kapillarröhrchen, das mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllt ist. Unterhalb befindet sich ein Gefäß, das mit einer kleinen Quantität einer fein-pulverisierten Mischung, bestehend aus zwei Teilen Kaliumchlorat und einem Teil Zucker, gefüllt ist. Bei einer bestimmten Temperatur nun öffnet sich die Bimetallgabel so weit, daß die Papierscheibe mit dem Glaskröhrchen in die Mischung fällt. Diese entzündet sich und entwickelt einen dichten, weißen Rauch, der im Theodoliten gesehen wird. Daraus ergibt sich dann die Höhe der betreffenden Isotherme über dem Boden. Die Temperatur wird dadurch festgelegt, daß man eine Scheibe mit so großem Durchmesser verwendet, daß sie gerade bei Erreichung dieses Wertes aus der Gabel fallen kann. Eine bestimmte Temperatur ist sehr genau einzustellen; bei Versuchen betrugen die maximalen Abweichungen 0,5°. Das Instrument ist gegen Strahlung geschützt.

M. Toperczer-Wien.

E. H. Synge. A Method of Investigating the Higher Atmosphere. Phil. Mag. (7) 9, 1014–1020, 1930, Nr. 60. Der Verf. schlägt vor, in klaren, mondlosen Nächten durch Scheinwerfer einen Lichtstrahl zu erzeugen und die Intensität des in verschiedenen Höhen gestreuten Lichtes photoelektrisch zu messen. Wenn die Zusammensetzung der Luft konstant bleibt, so ist diese Intensität der Luftdichte proportional. Er glaubt, daß die Messung des gestreuten Lichtes auf 1% genau geschehen könne, und gibt an, wie dazu die Versuchsanordnung beschaffen sein muß. Zur Erzeugung des Lichtstrahls werden 10 bis 100 Scheinwerfer benötigt, die konstante Lichtstärke liefern. Schwankungen der Lichtstärke sind an den Schwankungen der Stromstärke zu erkennen und sollen aus ihnen berechnet werden können. Als Sammler des gestreuten Lichtes wird ein parabolischer versilberter Spiegel von 1 m Durchmesser und 1 m Brennweite vorgeschlagen, dessen Fehler eine Divergenz von wenigen Bogenminuten nicht überschreiten darf. Es wird eine Nullmethode zur Messung des Streulichtes angegeben.

Frankenberger.

E. Palmén. Die vertikale Mächtigkeit der Kälteeinbrüche über Mitteleuropa. Gerlands Beitr. 26, 63–78, 1930, Nr. 1. Im ursprünglichen Zyklonschema der Bergener Schule sind die präfrontalen Cirruswolken die höchsten Kondensationserscheinungen einer zusammenhängenden Warmfrontfläche. G. Stüve vertritt dagegen die Ansicht, die heute wohl die herrschende ist, daß die polaren Luftmassen und somit auch die Fronten über Mitteleuropa höchstens bis ins a-str-Niveau (4 bis 5 km hoch) reichen. Zwischen 5 und 9 bis 10 km Höhe gibt es also dann in diesem oberen Bereich der Troposphäre einen meist

frontenfreien Raum, dessen Luftmassen sich im allgemeinen passiv verhalten. Von der Voraussetzung ausgehend, daß die Warmluft unmittelbar über einer Grenzfläche aus ziemlich bodennahen Schichten stammt, was wohl in den meisten Fällen zutreffen wird, läßt sich die Temperatur der Warmluft in verschiedenen Höhen der Grenzfläche berechnen aus den bekannten Ausgangswerten von Temperatur und Feuchte am Boden. Weitere Überlegungen führen dazu, daß zwar die Temperaturdifferenz zwischen Kaltluft und nicht abgehobener Warmluft noch in sehr großer Höhe fortbesteht, daß aber die in niedrigerem Niveau ziemlich scharfe Grenzsicht in einer höheren Schicht (über 5 km etwa) ihre Eigenschaft als Gleitfläche immer mehr verliert. Nach dem Angeführten erscheint es möglich, aus den großen täglichen Temperaturschwankungen in dem oberen Teil der Troposphäre Frontverschiebungen festzustellen. Der Verf. untersucht nun auf Grund der aerologischen Ergebnisse von Flugzeugaufstiegen (Soesterburg und De Kooij, Holland) den Zeitraum vom 24. Oktober bis 12. November 1927. Es zeigt sich, daß Polarlufteinbrüche eine sehr große Mächtigkeit haben und bis in den Bereich der Substratosphäre reichen können. Diese Erkenntnis ist von Bedeutung einmal für die Beurteilung der Energieumsätze, dann aber bietet sie auch die Möglichkeit, zu einer einheitlicheren Auffassung der atmosphärischen Störungen zu kommen.

M. Toperczer-Wien.

Wilhelm Schmidt. Die tiefsten Minimumtemperaturen in Mitteleuropa. Naturwissenschaften 18, 367—369, 1930, Nr. 17. In der Nähe der biologischen Station Lunz am See (Niederösterreich) wurde in einer Doline (Gstettneralm) in 1270 m Seehöhe nicht nur im Februar 1929, der übrigens in dieser Höhe — trotz seiner Strenge in ganz Mitteleuropa — nicht mehr besonders abnormal war, sondern auch wieder im Jahre 1930, und zwar in der Nacht vom 9. zum 10. Februar, eine Minimumtemperatur von -48°C sicher gemessen. Ein Temperaturprofil durch die Doline und ein Thermogramm mit außerordentlich steilem Kurvengang sind weitere Belege für die ungewöhnlichen Temperaturverhältnisse, die diese Doline insbesondere einem günstigen Neigungswinkel ihrer Hänge verdankt, so daß trotz fast voll entfalteter Ausstrahlungswirkung der Schutz gegen das Eindringen von Luftströmungen recht groß ist.

F. Lauscher-Wien.

M. Robitzsch. Abkühlungsgröße, Katathermometer und Äquivalenttemperatur. Gerlands Beitr. 25, 194—210, 1930, Nr. 2. Zunächst erinnert Robitzsch daran, daß bei Annahme der Gültigkeit des Newtonschen Abkühlungsgesetzes aus Hills empirischer Formel für die Abkühlungsgröße für den Koeffizienten h der äußeren Leitfähigkeit in Luft sich eine Beziehung der Form $h = m + n \sqrt{v}$ in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit v ergibt. Es wird eine einfache Methode angegeben, durch Unterteilung des bei Katathermetern üblichen Meßbereiches h zu bestimmen. Diese Methode läßt bei gleichzeitiger Kenntnis der Gleichgewichtstemperatur des Instrumentes T und der Lufttemperatur T_0 auch eine Berechnung der dem Thermometerkörper in der Zeiteinheit durch Strahlung zugeführten Wärmemenge zu. Entsprechend der Bedeutung der Gleichgewichtstemperatur T sollte die Newtonsche Temperaturdifferenz in der Hillschen Formel mit T und nicht mit T_0 gebildet werden. Bedeutungsvolle neue Gedanken liegen sodann dem zweiten Abschnitt der Arbeit zugrunde, in dem Robitzsch zeigt, daß für das feuchte Katathermometer eine der Hillschen Formel analog gebaute Beziehung gilt, in der an Stelle der trockenen Temperaturen die Äquivalenttemperaturen treten. Es erweist sich als vorteilhaft, die Katathermometer als Vollthermometer auszubilden und außer der Celsiusskala noch eine Äquivalenttemperaturenskala anzubringen. Schließlich

weist Robitzsch nach, daß die wohl allgemeine Anerkennung des Begriffes der „Abkühlungsgröße“ in dem von ihm gezeigten Zusammenhange eine Anerkennung der wichtigen klimatischen Bedeutung der Äquivalenttemperatur zur Folge haben muß.

F. Lauscher-Wien.

Herbert Kirsten. Niederschlag und Äquivalent-Temperatur. Mitteilg. Aeronaut. Observat. Lindenbergs 1929, S. 171—178, Januar. H. Ebert.

Leopold Rosenbaum. Zur Frage der langjährigen Klimaschwankungen und deren Ursachen. Meteorol. ZS. 47, 191—193, 1930, Nr. 5. Die Zirkulationsarbeiten Wagners werden mit eigenen und denen Köppens über die Periodizität strenger Winter sowie mit Untersuchungen über Sonnenstrahlung und Flecken zusammengestellt.

Fr. Möller.

L. Rosenbaum. Zur Abhandlung: Kosmisch-planetare Ursachen der Klimaschwankungen. Meteorol. ZS. 47, 80—81, 1930, Nr. 2. Verf. bemerkt, er habe in der von Göschl verwendeten Arbeit lediglich empirisch gezeigt, daß zwischen dem zyklischen Verlauf der Fleckenmaxima nach dem Gang der Relativzahlen und den langjährigen Klimaschwankungen, die annähernd als Vielfaches der 11½-jährigen Fleckenperiode auftreten, ein engerer Zusammenhang bestehe. Ferner stimmtten die in Tabelle 2 und 3 der Göschlschen Arbeit gegebenen Perioden warmer und kalter Winter und die Maximajahre der Sonnenflecken mit den bei ihm angeführten Maxima größtenteils nicht überein, sondern zeigten eine entgegengesetzte Relation. Es wird ferner auch bemängelt, daß nicht erklärt sei, inwiefern die bis zu 50 % von der mittleren Dauer der Klimaschwankungen abweichenden Intervalle sich mit den regelmäßigen Intervallen der Planetenkonstellationen vereinbaren lassen. Viel wahrscheinlicher sei die Auffassung der Sonne als eines pulsierenden Sterns mit 11jähriger Grundperiode.

M. Toperczer-Wien.

Franz J. Göschl. Erwiderung. Meteorol. ZS. 47, 81—82, 1930, Nr. 2. Der erste Teil geht auf den Vorwurf einer irrtümlichen Verwendung des von L. Rosenbaum gegebenen Tabellenmaterials ein. Hinsichtlich der Angliederung neuer Meteoritenschwärme sei aber nicht nur große Masse, sondern auch große Entfernung vom Zentralgestirn günstig. Die Hypothese der Beeinflussung des Meteoritenstromes durch die Planetenkonstellationen erlaubt eine organische Deutung der Zyklen, während die Annahme rein solarer Vorgänge die Deutung der zeitlichen Schwankungen in der Sonnentätigkeit viel problematischer gestaltet.

M. Toperczer-Wien.

Richard Becker. Untersuchungen über die Feinstruktur des Windes. Meteorol. ZS. 47, 183—184, 1930, Nr. 5. Mit kegelförmigen aus Papier hergestellten Windfahnen, die um eine horizontale zur mittleren Windrichtung senkrechte Achse drehbar aufgehängt sind, wird der Neigungswinkel des Windes gegen die Horizontale gemessen. Die Windfahnen sind in einer oder mehreren Ebenen (36 Stück auf $15 \times 15 \text{ m}^2$) angebracht. In Höhen von etwa 4 m über dem Boden werden Vertikalgeschwindigkeiten von 1 und 2 m/sec festgestellt.

Fr. Möller.

J. Goldberg. Die Häufigkeit der Bewölkungsgrade und ihr jährlicher Gang. Meteorol. ZS. 47, 184—187, 1930, Nr. 5. Die überragende Häufigkeit der Bewölkungsgrade 0 und 10 erklärt sich daraus, daß die Ursachen der Wolkenbildung eine ganze Reihe von Stärkegraden durchlaufen können, ohne daß sich an den Bewölkungsgraden 0 oder 10 etwas ändert, während bei gebrochener Bewölkung eine Veränderung der Ursache auch eine Veränderung der Bewölkung bewirken

muß. Die den Grenzen benachbarten Bewölkungsgrade 1 und 9 brauchen daher auch nicht den Grenzen angenäherte, d. h. vergrößerte Häufigkeiten aufzuweisen. Der jährliche Gang des Bewölkungsmittels in Zagreb zeigt ein Maximum im Dezember und ein Minimum im August mit einem Abbremsen der Abnahme im April bis Juni. Dieser Gang wird nur durch die Grade 0 und 10 bewirkt und die Ursachen dieser Bewölkungsgrade sind meist dynamische Vorgänge größerer Ausdehnung. Die gebrochene Bewölkung zeigt gerade den umgekehrten und störungsfreien Jahresgang und ihre Ursache ist daher im wesentlichen in der Konvektion zu suchen.

Fr. Möller

J. Hopmann. Zum Problem der Hagenschen „dunklen Wolken“. Naturwissensch. 18, 394, 1930, Nr. 18. Die objektive Bestätigung der P. Hagenschen These, der Himmel sei mit einem Netzwerk mehr oder weniger dichter Wolken überzogen, ist bisher noch nicht gelungen. Verf. weist darauf hin, daß als Grund hierfür die geringe Empfindlichkeit photographischer Platten gegenüber ausgedehnten, schwach leuchtenden Flächen angenommen werden kann. In diesem Zusammenhang sei es besser, die Bezeichnung „dunkel“ durch „grau“ zu ersetzen.

H. Ebert.

H. Köhler. Über den Austausch zwischen Unterlage und Luft. I. Mitteilung. Gerlands Beitr. 24, 94–116, 1929, Nr. 2/3. Die vorliegende erste Mitteilung knüpft an Untersuchungen über die Verdunstung an, besonders an die Verdunstungsformel von Stefan. Diese Formel setzt laminare Strömung der Luft in der Nähe des Bodens voraus, doch ist auch sicherlich die nach oben erfolgende Wegführung der verdunsteten Wassermengen von Bedeutung, die in ihr nicht berücksichtigt ist. Dieser Vorgang wird unter den natürlichen Bedingungen hauptsächlich durch den Austausch geregelt. In dieser Richtung wäre der Stefan-sche Ansatz zu erweitern. Es ist notwendig, dazu die Abhängigkeit des Austauschkoeffizienten von der Höhe, sowie von der Windgeschwindigkeit zu studieren. Während der arktischen Nacht auf dem Haldde wurden von Dezember 1920 bis März 1921 Temperaturmessungen an der Schneoberfläche und in einer Höhe von 1 cm und 150 cm über ihr vorgenommen. Die Windgeschwindigkeit wurde 1 cm über dem Boden und in einer Höhe von 3 m bestimmt. Ferner wurde noch die Feuchtigkeit, und die Verdunstung des Schnees gemessen, letztere durch die Gewichtsabnahme von mit Schnee gefüllten Gefäßen. Aus Messungen, bei denen die Bodentemperatur unter sonst ziemlich gleichen Verhältnissen sprunghafte Veränderungen erleidet, wird nun der Einfluß der Windgeschwindigkeit auf den Austauschkoeffizienten A abgeleitet. Der Verf. findet für den Austauschkoeffizienten der untersten Schicht (0 bis 1 cm): $A_1 = 0,0002 + 0,00071 v^2$. Es ergibt sich ferner eine rein theoretische Begründung für die abkühlende Wirkung der Berggipfel. Der Temperaturunterschied zwischen der freien Atmosphäre und Berggipfeln ist auf den Austausch und seine Abhängigkeit von der Windstärke zurückzuführen. Die theoretisch gefundenen Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den von v. Ficker erhaltenen Ergebnissen auf Grund des Zugspitz-materials. Die abkühlende Wirkung der Gebirge wird noch weiter diskutiert. Im letzten Abschnitt werden rein theoretisch einige Lösungen der Austauschgleichung für den Fall, daß $A = A_1 z$, der Austauschkoeffizient also linear mit der Höhe zunimmt, behandelt.

M. Toperczer-Wien.

R. Mügge. Über die Stratosphärentemperatur und die Strahlungsbedingungen der oberen Atmosphäre. ZS. f. Geophys. 5, 195–227, 1929, Nr. 5/6. R. Mügge betrachtet den Teil der Stratosphäre, „dessen Temperatur wesentlich von dem gesamten nach oben gehenden langwelligen Energiestrom

abhängt", und sucht, an die Schwierigkeit dynamischer Erklärungen erinnernd, den Gegensatz zwischen der Existenz kalter Stratosphäre über warmen Gebieten und wärmerer Stratosphäre über den außertropischen Regionen zu erforschen. Nach den Erkenntnissen von A. Ångström und G. C. Simpson ist nun eine Dreiteilung des atmosphärischen Temperaturstrahlungsspektrums nach dem Grade der Absorption in Wasserdampf notwendig. R. Mügge löst daher die Schwarzschild'schen Strahlungsstromgleichungen für jede dieser Gruppen, zeigt mathematisch die Darstellbarkeit von A. Ångströms empirischer Gegenstrahlungskurve unter der Annahme einer sehr stark und einer schwächer absorbierenden Wellengruppe und bestimmt deren Energieanteile unter Benutzung neuerer Laboratoriumsmessungen Fowles zu 54 bzw. 22%. Seine analytische Darstellung gestattet die Angabe der Strahlungsströme auch für jede beliebige Stelle der Troposphäre. Beziiglich der für die Stratosphären temperatur maßgebenden Strahlungsströme ergibt sich ein Maximum bei einem bestimmten Dampfdruck, da bei steigendem Dampfgehalt immer höhere (kältere) Schichten maßgebend werden. Für die stark absorbierenden Wellen ist dementsprechend in höheren Breiten wegen der höheren Stratosphären temperatur der aufwärts gehende Strahlungsstrom größer als in den Tropen. Für die mittelstarke absorbierende Wellengruppe gibt es dagegen eine über alle Breiten sich erstreckende Kompensation zwischen der Erdausstrahlung und der Wasserdampfstrahlung, wenigstens bei mittleren Verhältnissen. Doch führt jede Störung dieses Ausgleichs nach R. Mügge zu stratosphärischen Druckwellen. Beispiele behandeln: 1. Die zu Zeiten fortschreitender Erwärmung und Feuchtigkeitsanreicherung erfolgende Strahlungsabkühlung oberer Schichten bei gleichbleibender Strahlung vom Erdboden (Meer). 2. Die zur Stabilisierung einer Schönwetterlage (kalte Stratosphäre) notwendige Trübung. 3. Druckfall bei Polarluft einbruch im Sommer wegen zu starker Einstrahlung am Boden. Die Wolken modifizieren die Gleichverteilung nur wenig zugunsten der höheren Breiten (ihr Einfluß wird genauer besprochen). Zur Erklärung der im Mittel herrschenden Stratosphären temperaturverteilung bleibt somit doch nur die stark absorbierende Wellengruppe übrig. Deren Strom ist in jeder Höhe fast nur durch die Temperatur daselbst bestimmt, bis zu einem gewissen Grade ähnelt diese Gruppe aber doch den schwächer absorbierbaren Gruppen und ein kleiner Überschuß an Energie aus tieferen Schichten ist vorhanden. Dieser aber ist um so größer, aus je wärmeren Schichten er stammt, d. h. je trockener die Luft ist. Daraus folgt der mit der geographischen Breite wachsende Strahlungsstromüberschuß in der Stratosphäre. Es erscheint wohl ungewiß, ob so die beträchtliche Differenz der Stratosphären temperatur in den Tropen und den höheren Breiten erklärbar sein wird. Jedenfalls aber wird man der zur quantitativen Überprüfung angekündigten weiteren Untersuchung R. Müggels mit großem Interesse entgegensehen dürfen, auch wenn man in einer Einbeziehung der Strahlung der O₃-Schicht eine leichtere Erklärungsmöglichkeit erhofft. *Lauscher.*

J. Maurer. Die Strahlungswirkung heißer Sommer, beobachtet im Hochgebirge. *Meteorol. ZS.* **48**, 24—25, 1929, Nr. 1.

D. Brunt. The Transfer of Heat by Radiation and Turbulence in the Lower Atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **124**, 201—218, 1929, Nr. 793.

K. F. Wasserfall. On the relation between the rotation of the sun and variations in atmospheric temperature. *Geophys. Publ.* **5**, Nr. 10, 18 S., 1929.

R. Bureau. Sur la variation diurne des parasites atmosphériques: moyennes mensuelles, variation annuelle, influences météorologiques. *C. R.* **189**, 1293—1295, 1929, Nr. 27. *H. Ebert.*

W. Mörikofer. Probleme der meteorologischen Strahlungsforschung. Verh. Schweiz. Naturf. Gesell. 110. Jahresvers. Davos 1929. II. Teil, S. 36—56.
Kohlörster.

W. Mörikofer. Die physikalischen Grundlagen der meteorologischen Strahlungsforschung und ihre praktische Bedeutung. S.-A. Schweiz. Medizin. Wochenschr. 60, 333, 20 S., 1930, Nr. 15. Kurzer Überblick über die physikalischen Grundlagen der meteorologischen Strahlungsforschung, ihre Probleme und deren praktische Bedeutung unter Hinweis auf die Arbeiten des Physikalisch-Meteorologischen Observatoriums Davos.
Kohlörster.

F. Linke. Über den Trübungsfaktor. (Bemerkungen zu dem gleichnamigen Aufsatz von Friedrich Lauscher.) Meteorol. ZS. 47, 169—171, 1930, Nr. 5. Es werden kurz die verschiedenen Definitionen der Luftmasseneinheit behandelt. Verf. hält die Verwendung der „wahren“ Luftmasse (Einheit: vertikale Luftsäule bis zum Meeresniveau 760 mm Hg) für vorteilhafter als den Vorschlag von F. Lauscher, die vertikale Luftsäule bis zum Beobachtungsort als Einheit zu betrachten. Ferner will Linke seine sogenannte zweite Definition des Trübungsfaktors (T als Anzahl reiner, trockener Atmosphären von der gleichen Extinktionswirkung wie die betrachtete trübe und feuchte) nur als Annäherung zwecks Veranschaulichung gelten lassen. Von der Benutzung der Lauscher-schen Tabellen wird abgeraten, da sie ebenso wie die Linkeschen Konstanten (P_m) zur Berechnung des Trübungsfaktors infolge neuerer und sorgfältigerer Messungen am Smithsonian Institution veraltet sind.
K. Feussner.

W. Kastrow. Über die Abhängigkeit der atmosphärischen Trübung von der Größe der Wasserdampfpartikeln. Meteorol. ZS. 47, 69—70, 1930, Nr. 2. Hartmann hat vor einigen Jahren eine empirische Beziehung zwischen Trübungsfaktor und Wassergehalt der Luft abgeleitet. Kastrow stellt fest, daß der aus dieser Formel gezogene Schluß, bei konstantem Feuchtigkeitsgehalt müsse Zusammenfließen der Tröpfchen zu einer Trübungszunahme führen, unberechtigt sei (offenbar auch deshalb, weil zwischen dem Wassergehalt und der Tröpfchengröße eine mittlere Beziehung bestehen kann, so daß diese und die Zahl der Tröpfchen nicht unabhängig variabel sind). Dagegen findet Kastrow aus einer theoretischen Formel für den Extinktionskoeffizienten der Wassertröpfchen von Jobst gleichfalls eine Zunahme des Trübungsfaktors beim Zusammenfließen der Tröpfchen.
Friedrich Lauscher-Wien.

Konrad Büttner. Sonnenstrahlungsmessungen auf dem Brandenburger Haus (3300 m). Meteorol. ZS. 46, 25—27, 1929, Nr. 1.
H. Ebert.

M. Toperczer. Die Horizontalkomponente der Strahlung. Gerlands Beitr. 26, 98—110, 1930, Nr. 1. Während bisher bei der Mitteilung von Strahlungsmessungsergebnissen fast ausschließlich Werte von J und $J \cdot \sin h$ angegeben wurden, verweist Toperczer auf die Größe $D = J \cdot \cos h$, die man als die Horizontalkomponente der Strahlung zu bezeichnen hat. Diese ist ebenso einfach zu berechnen wie $J \sin h$ und gibt ein sehr brauchbares Maß für die Bestrahlung des im Freien befindlichen, aufrechtstehenden Menschen (Zylindermantel mit vertikaler Achse). Während die Vertikalkomponente am einfachsten und besten das Strahlungsklima des Kranken (Liegekur) charakterisiert, gilt das gleiche von der Horizontalkomponente für den gesunden Menschen. Zur Ableitung eines Beispiels für den täglichen und jährlichen Gang von D sind die Sonnenstrahlungswerte von Arosa benutzt. Ähnlich wie bei der Bestrahlung einer nach Süden

aufgestellten vertikalen Fläche gibt es zwar Tagesmaxima, die besonders im Sommer weit vom mittäglichen relativen Minimum entfernt liegen. Bemerkenswerterweise fallen die Maximalwerte im Ablauf eines Jahres in unseren Breiten wegen des niedrigen Sonnenstandes auf die in unseren Alpen als besonders strahlungskräftig bekannten Wintermonate. Dementsprechend steht die Tagessumme in den Wintermonaten trotz der kurzen Tageslänge nur wenig hinter der Sonnenstrahlungssumme, die der Mantel eines vertikalstehenden Zylinders während eines Sommertages erhält, zurück. Trotz der ausgeprägten Abhängigkeit der Ultraviolettsstrahlung von der Sonnenhöhe treten auch bei ihr im Tagesgang der D-Werte, allerdings nur in den Sommermonaten, zwei Maxima auf. Der Jahresgang zeigt jedoch die kleinsten Werte im Winter, die höchsten im Frühherbst. Auch für die Himmelsstrahlung, die ja besonders im Ultravioletts groÙe Bedeutung hat, empfiehlt sich eine Zerlegung in horizontale und vertikale Komponenten. Es werden allgemeine Integrale für die Gesamtwirkung der horizontalen Komponenten auf Zylindermantel mit vertikaler und horizontaler Achse angegeben, die allerdings nur unter Annahme gleichmäßiger Himmelshelligkeit ohne weiteres gelöst werden können. Unter dieser Annahme erhält z. B. der Mantel eines vertikalstehenden Zylinders um 57% mehr Strahlung als eine gleich große horizontale Fläche, was speziell im Ultravioletts die überwiegende Bedeutung der gewöhnlich auf die Horizontalfläche bezogenen und dann mit der direkten Sonnenstrahlung verglichenen Himmelsstrahlung noch verschärft. Diese wichtige Arbeit kann als methodische Grundlage zahlreicher strahlungsbioklimatischer Untersuchungen dienen.

Friedrich Lauscher-Wien.

E. Reinau. Über den Kohlensäuregehalt erdnaher Luftsichten im Hochgebirge. Gerlands Beitr. 25, 178—193, 1930, Nr. 2. Der in der Luft im allgemeinen ermittelte Kohlensäuregehalt ist nach Reinau der Rest, den unter zugehörigen Beleuchtungs-, Temperatur- und Feuchteverhältnissen die Pflanzen nicht mehr erniedrigen können. Zur Überprüfung des Lichteinflusses führte Reinau im Jahre 1925 im windgeschützten Hochtal von Davos am Physikalisch-Meteorologischen Observatorium nach dem Verfahren von Petterson-Sondén Messungen des Kohlensäuregehaltes bodennaher Schichten aus. Professor Dorno stellte seine Ermittlungen über die Intensität der Sonnenstrahlung und die Zeit des Sonnenscheins zur Verfügung. Wie erwartet, fielen und stiegen an Tagen wechselnder Bewölkung die CO₂-Werte ganz entsprechend der Bestrahlung. An ganz klaren Tagen gab es zu Mittag ein Minimum bei einem Betrage von etwa 0,027 Volum-%, während an einem trüben und nebligen Tage das Niveau des CO₂-Gehaltes bei etwa 0,042 Volum-% lag (in etwa 2 m Höhe über dem Boden). Weitere Messungen stammen von der Totalp (etwa 2000 m) und von Muottas Muragl (2510 m). Auch wurden Messungen der Kohlensäuremengen, die der Boden an die Luft abgibt, gemacht und gefunden, daß diese Mengen noch auf Almwiesen und sogar auf Latschenboden sehr beträchtlich sind. Der Unterschied der Volumanteile der Kohlensäure an der Zusammensetzung der Luft ist überhaupt zwischen Flachland und dem Hochalmgebiet nicht groß gefunden worden, so daß man offenbar auch in Höhen von 2500 m noch immer von den Vorgängen im Boden und in der Vegetationsumgebung stark abhängig ist.

Friedrich Lauscher-Wien.

Anders Ångström. Aktinometrische Messungen und ihre Beziehung zu der Trübung der Atmosphäre. Gerlands Beitr. 25, 261—265, 1930, Nr. 3/4. Auf Grund des von Abbot gesammelten Beobachtungsmaterials über die Transmission der Atmosphäre gibt A. Ångström für die Schwächung der Sonnenstrahlung, die von festen oder flüssigen Verunreinigungen herröhrt, die folgende

Grundformel an: $dJ = -\beta \cdot J \cdot dm/\lambda^a$, wo β als der „Trübungskoeffizient“ bezeichnet werden kann und a unter normalen Verhältnissen ungefähr den Wert 1,3 hat. Offenbar ist diese empirische Bestimmung des Wertes von a als sehr nützlich anzusehen, da bisher unter anderem oft (als Arbeitshypothese!) eine Unabhängigkeit der durch die Verunreinigungen in der Atmosphäre hervorgerufenen Diffusion von der Wellenlänge angenommen worden ist. Bezeichnet F den Betrag der selektiven Absorption und L_λ die Rayleighschen Transmissionskoeffizienten, so ist die Strahlungsintensität Q_m gegeben durch

$$Q_m + F = \int_{\lambda_1}^{\infty} J_{0\lambda} \cdot L_\lambda^m \cdot e^{-\frac{\beta}{\lambda^{1.3}} \cdot m} \cdot d\lambda.$$

A. Ångström zeigt nun einen Weg, mit Hilfe von Messungen der Sonnenstrahlungsintensität Q_r mit dem Schottischen Rotglas F 4512 aller Annahmen betreffend die Größe der selektiven Absorption entnommen zu sein. In einer in der Zeitschrift „Geografiska Annaler“ erscheinenden Arbeit von Ångström werden Tabellen enthalten sein, die zu jedem Wertesystem m , Q_m und Q_r den zugehörigen Trübungskoeffizienten β entnehmen lassen. Schließlich sind einige Werte für β angegeben, die zwischen 0,15 (Landstationen am Äquator) und 0,04 (Spitzbergen) schwanken.

Friedrich Lauscher-Wien.

Fritz Albrecht. Über den Zusammenhang zwischen täglichem Temperaturgang und Strahlungshaushalt. Gerlands Beitr. 25, 1–35, 1930, Nr. 1. Die vorliegende Arbeit ist ein bemerkenswerter Beitrag zur Frage des Strahlungshaushaltes. Registriert wurden vom Verf. die direkte Sonnenstrahlung mit einem Heizband-Bolometer, die Himmelsstrahlung $< 3 \mu$ mit dem Solarimeter, die Effektivstrahlung (Einstrahlung minus Ausstrahlung) mit dem Albrechtschen Effektivpyranometer. Aus den gewonnenen Werten konnte dann die Ausstrahlung für sich ermittelt werden. Die ersten Registrierungen mit dieser Apparatur, die in Lappland erhalten wurden, ließen eine genauere Bearbeitung nicht zu; es fehlten vor allem Registrierungen der Temperatur in Erdbodennähe, die zur Erklärung der Erscheinungen des Wärmeumsatzes nötig sind. Derartige Registrierungen sind aber in Potsdam durch zwei Jahre ziemlich regelmäßig durchgeführt worden. Verwendet wurden die Oberflächentemperatur von reinem Sandboden, die Lufttemperatur in einer Höhe von 1 cm, 2 m und 34 m. Aus diesen Registrierungen ergibt sich für heitere Sommertage folgendes Bild: Nur am Morgen werden wesentliche Bruchteile der eingestrahlten Wärme zu einer Erhöhung der Temperatur der untersten Luftsichten verwendet. Zu Mittag findet, trotzdem die Wärmezufuhr ihr Maximum erreicht, keine wesentliche Temperaturzunahme statt. Die Ausbildung der Bodeninversion setzt bald ein, nachdem die Effektivstrahlung negativ wurde. Es lassen sich in der Temperaturkurve eines jeden schönen Tages kurz folgende drei Stadien angeben: 1. Ausbildung einer Bodeninversion, Temperaturfall nach einer e -Funktion (Defant), überwiegende Ausstrahlung und Wärmeabgabe bis in höhere Schichten; 2. Beseitigung der Bodeninversion in den frühen Morgenstunden, starke Wärmeaufnahme der untersten Schichten; 3. nach Beseitigung der Bodeninversion Abgabe der durch Strahlung zugeführten Wärme an höhere Schichten durch Austausch, Temperaturgleichgewicht der untersten Schichten. Der Wärmeumsatz ist ein komplizierter Vorgang. In Anlehnung an Langmuir nimmt der Verf. an, daß sich über dem Boden zunächst eine dünne Gashaut (etwa 0,4 bis 0,5 cm) befindet, in der molekulare Wärmeleitung vorhanden ist. Darüber erst beginnt das Gebiet der Scheinleitung durch Austausch. Durch Pt-Widerstandsthermometer wurde der Verlauf der

Temperatur an der Erdoberfläche und 1 cm darüber registriert. Es zeigt sich, daß die Erwärmung der Luft durch die Erdoberfläche absatzweise erfolgt. Die Amplitude der Temperaturunruhe in 1 cm bleibt aber nicht konstant, sondern ist proportional der Strahlung, während die Frequenz nahezu konstant ist (100 bis 150 Schwingungen pro Stunde). Die Initialimpulse zum Aufsteigen der erwärmten Luft liegen danach also nicht im Überschreiten des labilen Gleichgewichtes ($\partial g/\partial z > 0$), sondern in den Barkowschen Turbulenzkörpern, wofür auch der Zusammenhang mit der Windunruhe spricht. Ferner zeigt sich, daß diese Temperaturunruhe verschwindet, wenn in den Morgenstunden über den untersten isothermen Schichten eine Inversion liegt, die den Turbulenzkörpern den Zutritt verwehrt. Nachdem noch die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche und der Wärmeumsatz im Erdboden behandelt sind, geht der Verf. auf das letzte Glied des Wärmehaushaltes, die Verdunstung, über. Es wird hierfür die Formel von Dalton-Trabert verwendet. Zum Schluß wird der Strahlungshaushalt des Erdbodens für vier Tage, die für je eine Jahreszeit charakteristisch sind, ausführlich dargestellt.

M. Toperczer-Wien.

W. Kaempfert. Über die Durchlässigkeit von Strahlungsfiltern. Gerlands Beitr. 28, 167–212, 1929. Die internationale Strahlungskommission hat u. a. auch an das Geophysikalische Institut in Frankfurt a. M. das Ersuchen gerichtet, die Beschaffung geeigneter Filter im ganzen solaren Spektralbereich und Einrichtungen für die exakte Prüfung solcher Filter in sein Arbeitsprogramm aufzunehmen. Über einen Teil dieser Untersuchungen wird hier Bericht erstattet. Nach einleitenden Definitionen der verwendeten Begriffe wird eine Beschreibung der zur Durchlässigkeitsbestimmung der Filter verwendeten Einrichtung beschrieben. Als Strahlungsquelle diente im Bereich 3 bis 0,55 μ eine Wolframlampe. Zur Monochromatisierung wurde ein Leisscher Quarzspiegel-Universalmonochromator verwendet. Als Aufnahmegerät diente eine thermoelektrische Voege-Zelle, deren Strom durch ein Galvanometer photographisch registriert wurde. Im kurzweligen optischen und ultravioletten Spektrum wurde eine Quecksilberlampe von Heraeus mit Quarz-Doppelmonochromator, als Indikator eine Na-Zelle verwendet. In den letzten Teilen der Arbeit werden die Durchlässigkeiten verschiedener Filter und transparenter Substanzen angegeben, sowie die Filterdaten für das Schott'sche Rotfilter F 4512 und das Uvonfilter F 8713 angeführt. Während die meisten Filter eine starke Abhängigkeit der totalen Transmission vom Sonnenstand zeigen (da wir ja wegen des Vorhandenseins der gleichfalls Filter-eigenschaften aufweisenden Atmosphäre stets durch eine Filterkombination beobachten), ist dies beim Rotfilter F 4512 nur in geringem Maße der Fall. Unter den jetzt im Gebrauch stehenden Filtern ist es eines der besten.

M. Toperczer-Wien.

Friedrich Schembor. Ergebnisse der Strahlungsmessungen auf der Stolzalpe in der Zeit vom 1. Oktober 1927 bis 1. November 1928. Wiener Ber. 188 [2a], 497–524, 1929, Nr. 7. Die Arbeit gibt eine Zusammenstellung der Ergebnisse von Strahlungsmessungen auf der Stolzalpe bei Murau in Steiermark (1160 m), die vom Verf. in der Zeit vom 1. Oktober 1927 bis 1. November 1928 durchgeführt wurden. Gemessen wurde mit dem Michelson-Marten-Aktinometer Nr. 374 die Intensität der Gesamtstrahlung der Sonne sowie der durch Rot- und Gelbfilter definierten Teilbereiche, ferner mit einer Cadmiumzelle die ultraviolette Sonnenstrahlung. Bei diesen Messungen wurde sowohl das Rathenow-als auch das Minosglasfilter verwendet. Mit einem Pyranometer wurde auch noch die Wärmestrahlung des Himmels gemessen. Die Tabellen geben die Mittelwerte der Messungen, die Wärmesummen für wolkenlosen Himmel sowie bei Berücksichtigung der mittleren Bewölkung. Es sei gleich hier bemerkt, daß die Messungen

auf der Stolzalpe noch weiter fortgesetzt wurden und diese Mitteilung daher mehr den Charakter eines Vorberichtes trägt. Deswegen wurde auch vom Verf. von einer eingehenden Bearbeitung abgesehen.

M. Toperczer-Wien.

Emil Flach. Über Lichtzerstreuung und Lichtreflexion bei Mattgläsern in Verbindung mit photoelektrischen Zellen. Gerlands Beitr. 25, 290—326, 1930, Nr. 3/4. Diese zur allgemeinen Klärung der Wirkungsweise von Mattscheiben bei Messungen der Himmelsstrahlung in Frankfurt a. M. ausgeführte experimentelle Untersuchung hat als beachtenswerte physikalische Tatsache ergeben, daß durch die in Mattglas nicht allzu dichte Lagerung der einzelnen diffundierenden Teilchen eine Gitterwirkung eintreten kann, indem das direkt gegenüber dem einfallenden Licht (Quecksilberlampe mit Quarzkondensor) auf der Rückseite der Mattscheibe austretende Licht, mit einer sehr kleinen Kaliumzelle mit Tubus photometriert, abwechselnd Maxima und Minima zeigte. Von den praktischen Ergebnissen sei mitgeteilt, daß das durchgelassene Licht bei Verwendung von Milchglas und Uviolglas in Kombination am besten dem Kosinusgesetz nahekam, nach dem die hinter der Scheibe gemessene Intensität proportional dem Kosinus des Einfallwinkels des Lichtes auf das Mattglas sein sollte. Einseitig aufgerauhtes Uviolglas zeigt die größte Abweichung, indem die Durchlässigkeit mit wachsendem Einfallswinkel sehr stark abnimmt. E. Flach schlägt folgende allgemeine Formel für die Durchlässigkeit in Abhängigkeit vom Einfallswinkel z mit von Exemplar zu Exemplar verschiedenen Zahlenwerten vor: Für die mattierte Milchglasscheibe $k_1 \cdot f_1(z) = 1 - 0,0112 z + 0,03 \sin 4z$. Für die einseitig mattierte Uviolglasscheibe $k_2 \cdot f_2(z) = 10^{-0,038} \cdot z$. Bei Besprechung der Anwendung seiner Ergebnisse auf die Frage nach der Berechnung wirklicher (d. h. mit der Sonnenstrahlung vergleichbarer) Himmelsstrahlungswerte aus Messungen der von Mattscheiben durchgelassenen Strahlung mit Photozellen hebt Flach die Notwendigkeit hervor, durch Kenntnis der Helligkeitsverteilung über die einzelnen Himmelszonen den mit der Zenitdistanz variierenden fälschenden Einfluß der verwendeten Mattscheiben zu eliminieren.

Friedrich Lauscher-Wien.

T. E. Aurén. Illumination from Sun and Sky in the Neighbourhood of Stockholm in 1928. Medd. Stat. Meteor.-Hydrogr. Anstalt Stockholm 5, Nr. 4, 24 S., 1930. Einleitend wird auf die bekannte Notwendigkeit von Registrierungen der Strahlung von Sonne und Himmel, speziell bei nicht wolkenfreiem Himmel, hingewiesen. Die gewählte experimentelle Einrichtung von Zelle und Galvanometer wird dann sehr genau beschrieben. Gemessen wurde die Beleuchtung einer horizontalen Mattscheibe. Erdung des Zellengehäuses erwies sich als unbedingt nötig. Die verwendete Spannung war nur 10 Volt und die auffallende Strahlung wurde so geschwächt, daß ein Photostrom von höchstens 10^{-8} Amp. fließen konnte. Bei dieser Schonung konnte in zwei Kalium- und einer Rubidiumzelle keine Abnahme der Empfindlichkeit konstatiert werden. Dagegen sank die Empfindlichkeit einer bis zu 10^{-7} Amp. belasteten gasfreien Kaliumzelle allmählich in sechs Monaten um 50 %, blieb aber später konstant. Das verwendete Mattglas erfüllte das Kosinusgesetz überraschend gut. Für Eichungs- und Kontrollzwecke wurde eine Halbwattlampe von 895 Hefnerkerzen verwendet, deren Konstanz mit einem hochempfindlichen Pyrhiometer besonderer Konstruktion überprüft wurde. Wegen der großen Gegensätze der spektralen Empfindlichkeitskurven der verwendeten Zellen und der spektralen Energieemission einer Lampe wurden nicht diese „Eichungen“ in Hefnerkerzen, sondern der Mittelwert der Himmelsstrahlung bei fehlenden Wolken und einer Sonnenhöhe von 45° (E_s) bei der Wahl der den Tabellen zugrunde zu legenden Einheit verwendet. Zur

laufenden Registrierung wurde eine Kaliumzelle mit Gelbfilter Schott F 5899 verwendet, welche Kombination nach Dorno ungefähr der Augenempfindlichkeit entspricht. (Auch das Blauviolettfilter Schott F 3873 wurde benutzt.) Bei klarem

Himmel und höchstem Sonnenstand war das Verhältnis $\frac{H}{S + H} = 0,17$. Eine sehr interessante Beziehung zwischen Tagessumme von $S + H$ (Einheit E_s pro Stunde) und Sonnendeklination δ stellt Aurèn empirisch auf: $J = 2,85 + 0,35 \cdot \delta + 1,87/1,05^{\delta}$. Mit einigen Überlegungen über den Wechsel der spektralen Zusammensetzung von $S + H$ begründet Aurèn die Verwendung der gleichen Einheit E_s an bewölkten Tagen. Wichtig ist sodann der Vergleich zwischen Aurèns Messungen der Beleuchtung und Ångströms gleichzeitigen Pyranometerregistrierungen. Es ergab sich kein enger Zusammenhang, offenbar deshalb, weil die Beleuchtung nicht so sehr wie die Wärmeenergie vom Wasserdampfgehalt der Luft abhängig ist. In 10 % aller Stunden überstieg bei bewölktem Himmel die Beleuchtung die bei klarem Himmel zu erwartenden Werte, im Mittel erreichte sie 65 %. Ohne jede störende Bodenreflexion war die Himmelsstrahlung bei Schneedecke ganz normal. Die Vergleiche der Helligkeit, die dann zwischen einigen Orten versucht sind, sind wohl ein wegen der Unsicherheit der Eichung einer Zelle in Hefnerkerzen weniger gut geglückter Abschluß der interessanten Untersuchung.

Friedrich Lauscher-Wien.

J. Cabannes and J. Dufay. About a recent discussion on the variation of the atmospheric ozone. ZS. f. Geophys. 4, 420—421, 1928, Nr. 7/8. In den Resultaten ihrer Ozongehaltsbestimmungen mit Hilfe der Ergebnisse von spektralen Strahlungsmessungen im Wellenbereich 0,48 bis 0,65 μ sehen die Autoren eine Widerlegung der von Dorno und Hoelper gegen die Ozonmessungen mit Hilfe des ultravioletten Spektrums erhobenen Einwände.

Friedrich Lauscher-Wien.

John Mead Adams. The Origin of Snowflakes. Phys. Rev. (2) 35, 113—114, 1930, Nr. 1. Trockene kalte Luft (durch Verdampfen von flüssiger gewonnen) wird mit feuchter von einigen Graden über Null gemischt und die ausfallenden Teilchen werden mikroskopisch beobachtet. Nach einer Rötung und Verdunkelung des Gesichtsfeldes erhält das Glas einen Niederschlag von Eiseinkristallen von der Größenordnung $5 \cdot 10^{-4}$ cm. Weitere Dampfzufuhr erzeugt wieder „Opaleszenz“, aber keinen neuen Niederschlag, sondern die vorhandenen Kristalle wachsen. Der Gleichgewichtsdampfdruck über Schneekristallen nimmt also wie bei Tropfen mit zunehmender Größe ab.

Fr. Möller.

G. Tammann. Die Bildung des Gletscherkorns. Naturwissenschaft. 17, 851—854, 1929, Nr. 44. Das Gletschereis ist ein Kristallitenkonglomerat mit kristallinisch regellos orientierten Körnern. Auf dem Wasser schwimmendes See- oder Flußeis ist ein Einkristall, dessen Achse senkrecht zur Wasseroberfläche steht. Gletschereis zerfällt daher beim Schmelzen in einzelne Brocken, das Gletscherkorn. Dieses wächst von den lockeren Sternchen des Hochschnees über die Erbsenkorngröße beim Firnschnee bis zur Größe von Hühnereiern am unteren Ende des Gletschers. Zwischen den Körnern befinden sich eutektische Lösungen aus Wasser, Salzen und gelösten Gasen. Als Erklärung für die Kornvergrößerung fand A. Heim, daß zwei Einkristalle schnell zusammenwachsen, wenn sie sich mit gleichwertigen kristallographischen Ebenen berühren. Heim nahm an, daß die zur Kornvergrößerung notwendige Drehung der Kristallite nur mechanisch beim Fließen des Gletschers zustande käme. Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit zeigen, daß auch in ruhendem Eise eine Verschiebung der Grenzen zwischen

zwei sich berührenden verschiedenen orientierten Kristallstücken eintritt. Sie wurde in dem strengen Winter 1928/29 in Göttingen durchgeführt. Untersucht wurden 0,1 mm dünne, aus dem bei — 5° plastischen Schnee gepreßte Eisplättchen. Bei ihnen wurde das Entstehen und die Vergrößerung einer Körnung durch Re-kristallisation in polarisiertem Licht unter dem Mikroskop verfolgt. Das Verdampfen dieser Eisplättchen bei 0° zeigte dann eine deutliche Wabenstruktur der Anordnung der eutektischen Lösung. In ihr wurden Na, NH₄, Cl, SO₄ festgestellt, und zwar in Form von (NH₄)₂SO₄, NH₄Cl und NaCl. Die Untersuchung zeigte ferner, daß die Prismebenen der Kristallite an der Oberfläche des Schnees bei weitem am häufigsten auftreten und daß die Verschiebung auf der Basisalebene als Grenzfläche größer ist als auf allen anderen Ebenen. Hierdurch würde ein schnelles Wachstum des Gletschertorkornes bedingt, wenn nicht die zwischen den Körnern liegenden eutektischen Lösungen es sehr stark behinderten. Man findet deshalb in den relativ warmen und daher jungen Alpengletschern das Gletschertorkorn regellos orientiert, während es erst in den alten Inlandeisenen der Antarktis in einer Korngröße von Stecknadelkopf- bis zur Haselnußgröße nach Drygalski optisch gleich-orientiert ist.

Albrecht.

Joh. Letzmann. Cumulus-Pulsationen. Meteorol. ZS. 47, 236—238, 1930, Nr. 6. Verf. beschreibt einen Cumulus, bei dem sich die Bewegungsverhältnisse wegen seiner besonders langsamem Fortpflanzungsgeschwindigkeit sehr gut studieren ließen. Vor allem fielen rhythmische Pulsationen an dem Hagelturm auf. Die Niederschläge schienen mit diesen Pulsationen in ursächlichem Zusammenhang zu stehen.

Haurwitz.

W. Kosmath. Der Gehalt der Freiluft an Radiumemanation und deren vertikale Verteilung in der Nähe des Erdbodens (nach Beobachtungen in Graz im Jahre 1928). Gerlands Beitr. 25, 95—117, 1930, Nr. 1. Die Arbeit verfolgt den Zweck, die vertikale Verteilung der RaEm in der Freiluft und ihre Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren quantitativ zu untersuchen. Eine solche Untersuchung ermöglicht es auch, die theoretischen Überlegungen über die Abnahme des RaEm-Gehaltes mit der Höhe zu überprüfen. Nach der neuen Austauschtheorie W. Schmidts (1926) sollte die „Halbwertshöhe“ zwischen 4 und 10 m liegen, gegenüber der älteren Theorie von V. F. Hess und W. Schmidt (1918), nach der sich eine zwischen 1000 und 1200 m liegende Halbwertshöhe ergibt. Es handelte sich hauptsächlich um die Prüfung der erstgenannten Theorie. Die Saugstellen lagen auf der Westseite des Grazer Physikalischen Instituts auf einem halbwegs freien Platz in einer Höhe von 10 cm und 11,5 m über dem Boden. Die sorgfältig getrocknete und gereinigte Luft wurde mit einer Geschwindigkeit von 0,70 Liter pro Minute durch zwei 30 cm lange Säulen von Kokosnusskohle hindurchgesaugt. Durch die hohe Sauggeschwindigkeit ergab sich eine erhebliche Verkürzung der Saugdauer. Durch zwei verschiedene Verfahren war vorher bestimmt worden, daß das Absorptionsvermögen der verwendeten Mengen von Kokosnusskohle praktisch vollkommen ausreichend war. Eine Ansaugdauer von zwei Stunden, während der 84 Liter Frischluft angesaugt wurden, war mehr als hinreichend, da die elektrometrische Anordnung noch eine Ra Em-Menge von $3 \cdot 10^{-2}$ Curie, die durchschnittlich in 30 Liter Freiluft enthalten ist, zu messen gestattet hätte. Nach dem Ansaugen wurden die Kohlenröhren 20 Minuten auf helle Rotglut gebracht, in welcher Zeit die ganze adsorbierte RaEm frei wurde, und dann die in einer Ionisationskammer aufgefangenen Glutgase elektrometrisch untersucht. Als Normallösungen zur Eichung der Ionisationskammern wurden zwei RaBr-Lösungen mit einem Ra-Gehalt von $7,75 \cdot 10^{-11}$ g der Physikalisch-

Technischen Reichsanstalt in Berlin verwendet, die sich als sehr haltbar erwiesen. Die Meßgenauigkeit des Verfahrens betrug etwa 5%. Der mittlere RaEm-Gehalt in 10 cm Höhe wurde mit $173 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm³, in 11,5 m Höhe zu $142 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm³ gefunden. Doch unterliegt der Gehalt an RaEm großen Schwankungen. Das mittlere Verhältnis der RaEm-Konzentrationen r_0 in 11,5 m und r_u in 10 cm über dem Boden betrug 82%; der Minimalwert war 51%, der Maximalwert 127%. Dieser Mittelwert von r_0/r_u widerspricht den theoretischen Erwartungen von W. Schmidt, nach dem er 40 bis 45% betragen sollte. Für die Abhängigkeit der RaEm-Konzentrationen von meteorologischen Faktoren ergibt sich folgendes: Bei hohem Luftdruck ist r_0 und r_u wegen des geringeren vertikalen Austausches (schwacher Wind) größer als bei niedrigem Luftdruck. Für r_0/r_u wird aber in beiden Fällen stets das gleiche Verhältnis (80%) gefunden. Des ferneren zeigt sich, daß der RaEm-Gehalt mit steigender Temperatur zunimmt. Auch dieser Zusammenhang war zu erwarten, da mit zunehmender Austrocknung des Bodens der RaEm-Gehalt zunimmt. Dies ergibt sich deutlich aus den Messungen. Mit wachsender Windstärke nimmt r_u ab, r_0 bleibt ziemlich konstant. Schließlich zeigt sich, daß nicht der Niederschlag allein maßgebend ist für die Durchschnittswerte des RaEm-Gehaltes, sondern das Zusammenwirken aller Faktoren, die das Austrocknen des Bodens beeinflussen. Nach den Messungsergebnissen dürfte das Jahresmaximum auf den Monat Juli fallen und im Februar oder März das Minimum erreicht werden (Zeit der Schneeschmelze, Durchnässung des Bodens). In einem Anhang wird schließlich noch über Messungen des RaEm-Gehaltes der Kellerluft berichtet. Als Mittelwert ergab sich: $100 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm³. Das Maximum des täglichen Ganges der Leitfähigkeit fällt auf den Morgen (2 bis 6 Uhr), das Minimum auf 14 bis 16 Uhr; das Maximum des RaEm-Gehaltes fällt hingegen auf 6 bis 8 Uhr, das Minimum liegt zwischen 14 bis 18 Uhr. Ein Nebenmaximum tritt zwischen 22 bis 24 Uhr ein.

M. Toperczer-Wien.

K. N. Wassiliew. Zur praktischen Pyranometrie. Gerlands Beitr. 25, 230—234, 1930, Nr. 2. Im Geophysikalischen Institut der Universität Frankfurt wurden vom Verf. Untersuchungen angestellt, um die Gültigkeit des Kosinusgesetzes für das Pyranometer und Pyrgeometer zu überprüfen. Da die Eichkonstante dieser Instrumente mit Hilfe der Sonnenstrahlung bestimmt ist, war es notwendig, die Gültigkeit der Kosinusgesetze zu untersuchen, da sonst die Ergebnisse der Eichung nicht ohne weiteres auf die Messung diffuser Strahlung übertragen werden können. Der Verf. zeigt, daß es zur Prüfung des Kosinusgesetzes genügt, die Verhältnisse der Galvanometerausschläge bei verschiedener Zenitdistanz der Lichtquelle zum maximalen (Lichtquelle im Zenit) zu bestimmen. Als künstliche Lichtquelle wurde eine Osramlampe von 100 Watt ($\lambda_{\max} = 1,1 \mu$) in einem Abstand von ungefähr 0,7 m verwendet. Die Aktinometerstreifen standen während der Versuche vertikal, um gleichmäßige Konvektionseinflüsse zu erhalten. Der Einfallswinkel der Strahlen war genau definiert, die Messungsgenauigkeit betrug etwa 2 %. Die Abweichungen vom Kosinusgesetz waren für beide Instrumententypen nur sehr gering, teilweise lagen sie innerhalb der Grenzen der Messungsfehler. Man darf also die Gültigkeit des Kosinusgesetzes (abgesehen von ganz kurzen Wellenlängen [Ultraviolett]) voraussetzen. M. Toperczer-Wien.

Leonardo Martinazzi. Sulle misure di albedo. Cim. (N. S.) 7, Revista S. CX—CXIII, 1930, Nr. 4. Besprechung der Arbeiten von L. N. Richardson und D. Pacini über das Reflexionsvermögen der Erdoberfläche bei verschiedener Bedeckung (Wald, Wiese usw.). Die von den beiden Autoren erhaltenen Werte

weichen um ein Vielfaches voneinander ab, was der Verf. darauf zurückführt, daß im einen Fall mit einem selektiven Photometer, im anderen mit der nicht selektiven Thermosäule gemessen wird.

K. Przibram.

H. Schmehl. Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen. Gerlands Beitr. 26, 92, 1930, Nr. 1.

A. Ansel. Bemerkungen zu der Berichtigung des Herrn H. Schmehl. Gerlands Beitr. 26, 93, 1930, Nr. 1. Herr Schmehl weist darauf hin, daß Herr Ansel ein Rechenfehler unterlaufen ist, was letzterer bestätigt, aber glaubt, daß es nicht entschieden sei, „ob nicht die Tragweite der üblichen Theorie des Mitschwingens überschätzt wird“.

Conrad-Wien.

W. Fucks. Untersuchung des Helmholtzschen Pendels mit dem Kathodenoszillographen. Arch. f. Elektrot. 23, 589–592, 1930, Nr. 6. Das benutzte Pendel besaß vier Schalter, von denen jeder zum Öffnen und zum Schließen des Stromkreises verwendbar war. Durch Verschiebung der vier Schalter gegeneinander konnte eine Differenz der Schaltmomente (Schaltzeit) von 10^{-2} bis zu $1/4 \cdot 10^{-4}$ sec eingestellt werden, wie an Hand von Kathodenstrahloszillogrammen nachgewiesen wird. Ein Schalter diente zur Öffnung der Schieberblende des Oszillographen und damit zum Anstoß des Zeitkreises. Die Schaltoszillogramme sind teils mit Gleichstrom (Rechteckwelle), teils (zur unmittelbaren Bestimmung der Schaltzeit) mit 500 Perioden-Wechselstrom geschrieben. Die Schaltzeiten sind dem Schalterabstand annähernd proportional; bei kurzen Schaltzeiten sind in den Oszillogrammen beim Schließen des Stromkreises Störungen von etwa $0,5 \cdot 10^{-3}$ sec Dauer zu erkennen, die auf ein Prellen des Schaltthebels zurückgeführt werden. Für kurze Schaltzeiten können also nur Schaltungen verwendet werden, bei denen mit dem Pendel Stromkreise geöffnet, nicht aber geschlossen werden. Verf. gibt eine hierfür geeignete Schaltung an und zeigt dann an Hand eines Oszillogramms, daß unter Einhaltung dieser Bedingung noch Schaltzeiten von $1/40000$ sec störungsfrei geschaltet werden.

Knoll.

G. Chatterjee. A recording plate for use with meteorographs of Dines' type. Journ. scient. instr. 7, 130, 1930, Nr. 4. Es ist eine Methode zum Aufbringen dünner Metallfolien auf Glas und ihre Herstellung für die Registrierung mit einem Dinesschen Meteorographen beschrieben.

H. Ebert.

A. Kopfmüller. Verbessertes Graukeilphotometer. Gerlands Beitr. 26, 61–62, 1930, Nr. 1. Die stets anwachsende Verbreitung des von C. Dorno für meteorologische Zwecke adaptierten Eder-Hechtschen Graukeils veranlaßte den Verf. im Einvernehmen mit C. Dorno, weitere Verbesserungen an dem Instrument vorzunehmen. Diese beziehen sich vor allem darauf, dem Apparat möglichste Wetterbeständigkeit zu sichern. Wesentlich scheint es, daß bei dem neuen Typ die Milchglasplatte nicht mehr versenkt ist, sondern in einer Ebene mit dem Rahmen liegt.

Conrad-Wien.

Kopfmüller. Verbessertes Graukeilphotometer. Meteorol. ZS. 47, 233–234, 1930, Nr. 6. Technische Verbesserungen an dem von Eder-Hecht konstruierten, von Dorno (Davos) in den lichtklimatischen Beobachtungsdienst eingeführten Graukeilphotometer.

Dziobek.

Rolin Wavre. La méthode de la cavité et les mouvements internes des planètes. C. R. Séanc. Soc. de phys. de Genève 47, 34–35, 1930, Nr. 1. [Suppl. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 1930, März/April.]

Scheel.

Mariano Pierucci. Tre recenti determinazioni della massa di Venere e la regolarità fra i valori del rapporto m/a per i diversi pianeti. Cim. (N. S.) 7, 142—143, 1930, Nr. 4. Der Verf. hat vor einigen Jahren bemerkt, daß der Quotient Masse durch die große Halbachse der Bahn für die Planeten aus dem Werte für Jupiter durch Division mit einfachen Potenzen der Zahlen 2, 3 und 5 erhalten wird. Das gewichtete Mittel der drei neuesten Bestimmungen der Masse der Venus (von J. K. Fotheringham und H. S. Jones) stimmt mit dieser Regel viel besser — auf $0,07\%$ — überein als die früher angenommenen Werte.

K. Przibram.

T. Levi-Civita. Pulviscolo cosmico e distribuzione Maxwelliana. S.-A. Atti d. Pontificia Acad. delle Scienze Nuovi Lincei 83, 176—189, 1930, Nr. 4. Die statistischen Überlegungen, welche in der kinetischen Gastheorie zur Aufstellung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes führen, werden auf Gesamtheiten angewandt, bei denen auch die Massen der einzelnen Teilchen, nicht nur ihre Geschwindigkeiten, eine kontinuierliche Verteilung aufweisen. Es ergibt sich insbesondere, daß, im Falle alle Massen gleichmäßig vertreten sind, die mittlere Masse gleich $\frac{1}{2}$ der wahrscheinlichsten Masse und das mittlere Geschwindigkeitsquadrat gleich dem Quadrate der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit ist. Die Ergebnisse werden auf kosmischen Staub bzw. auf Meteoritenschwärme angewandt, denen ein Planet auf seiner Bahn begegnet. K. Przibram.

H. Galli-Shohat. On the question of aberration of the light from terrestrial sources and its application to the experiment of Eslangon. Phys. Rev. (2) 35, 664, 1930, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

H. Ebert.

E. F. Freundlich, A. v. Brunn und H. Brück. Über den Verlauf der Wellenlängen der Fraunhoferschen Linien längs der Sonnenoberfläche. ZS. f. Astrophys. 1, 43—57, 1930, Nr. 1. Nachdem sich herausgestellt hatte, daß bei Verwendung eines geeignet abgeblendeten Gitters eine kleine Anzahl von Fraunhoferschen Linien des Sonnenspektrums ihren im allgemeinen flauen Charakter verlieren und eine außerordentliche Schärfe annehmen — es sind dies z. B. gewisse Interkombinationslinien des Quintett- und Septettsystems beim Eisen —, wurden an 72 Punkten der Sonnenoberfläche Spektren aufgenommen und die Wellenlängen dieser scharfen Linien vermessen. Durch eine besonders konstruierte Vorrichtung mit Spiegelprismen, auf die das etwa 13 cm im Durchmesser messende Bild der Sonne projiziert wurde, gelang es, die Beobachtungspunkte auf der Sonnenoberfläche sehr genau festzulegen und ihre Spektren miteinander in der Weise zu vergleichen, daß jeweils das Spektrum eines Punktes mit dem nahe dem Sonnenmittelpunkt dicht übereinander auf derselben Platte aufgenommen wurde. Die Auswertung aller dieser Messungen führte zunächst zur Aufstellung eines verbesserten Rotationsgesetzes für die Sonne, deren Äquatorialgeschwindigkeit zu 1,892 km/sec ermittelt wurde. Wenn man nun diesen Rotationseffekt (Dopplereffekt) abzieht, bleibt immer noch ein Gang bestehen derart, daß die Linien am Sonnenrand eine Rotverschiebung zeigen gegenüber der Sonnenmitte. Dieser „Randeffekt“ kann nicht die Wirkung radiauer Strömungen auf der Sonne sein, da er mit einem \cos -Verlauf nichts gemein hat. Weitere Untersuchungen mit noch größerer Präzision, die eventuell zur Aufklärung des rätselhaften Randeffektes führen könnten, werden beabsichtigt.

G. Mierdel.

Hermann Brück. Über die Streuung in der Erdatmosphäre und die Struktur der Fraunhoferschen Linien. ZS. f. Astrophys. 1, 58—65, 1930, Nr. 1. Die Struktur der Fraunhoferschen Linien des Sonnenspektrums, deren

Studium für die gesamte Sonnenforschung von großer Bedeutung ist, kann einem irdischen Beobachter dadurch gefälscht erscheinen, daß sich den von einem anvisierten Punkte der Sonne ausgehenden Strahlen Licht überlagert, das von anderen Partien der Sonne herröhrt und lediglich durch Streuung in der Erdatmosphäre in den Spektrographen gelangt. Es wäre also dann schlechterdings unmöglich, ein Sonnenspektrum zu erhalten, das von einem definierten Punkte der Sonnenoberfläche kommt. Um einen derartigen Effekt zu ermitteln, benutzt Verf. Spektrogramme, die von Freundlich und v. Klüber bei der partiellen Sonnenfinsternis Juni 1927 aufgenommen worden sind. Hier bietet sich nämlich die Möglichkeit, die Emission beschränkter Randzonen zu untersuchen, wobei das übrige Sonnenlicht durch den Mond abgedeckt wird. Die Aufnahmen beziehen sich auf einen Punkt der Sonnenoberfläche, der dauernd frei von Verfinsternis war. Das Resultat der Auswertung ist negativ: Die aus dem gemessenen Intensitätsverlauf berechnete Halbwertsbreite einiger Linien schwankt zeitlich genau so unsystematisch und unabhängig von der Wellenlänge, wie an finsternisfreien Tagen, so daß man schließen muß, daß es sich hier um zeitliche Schwankungen der Absorptionsverhältnisse auf der Sonne handelt, denen gegenüber die Streuung in der Erdatmosphäre zurücktritt.

G. Mierdel.

E. F. Freundlich. Der heutige Stand des Nachweises der relativistischen Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien. Naturwissensch. 18, 513—519, 1930, Nr. 22. Es wird eine zusammenfassende Darstellung der Versuche zum Nachweis der relativistischen Rotverschiebung auf der Sonne gegeben. Allgemein hat sich zwar eine Rotverschiebung von der richtigen Größenordnung ergeben, aber alle Messungen zeigen noch so viele systematische Fehler von gleicher Größenordnung infolge unbekannter Einflüsse, daß von einem strikten Beweis der Rotverschiebung nicht gesprochen werden kann; z. B. zeigt sich ein starker Gang mit der Intensität der Linien. Verf. berichtet dann noch kurz über neue Untersuchungen zu diesem Gegenstand, die in Potsdam im Gange sind. Als Vergleichslichtquelle wird die von Schüler und Wolf angegebene Entladung im Kingschen Widerstandsofen bei niedrigem Druck benutzt, die besonders scharfe Linien liefert. Die Schärfe dieser Linien kann erst voll ausgenutzt werden, wenn das Gitter beträchtlich abgeblendet wird. Es zeigt sich dann, daß nur sehr wenige Fraunhofersche Linien der Sonne wirklich scharf sind. Mit Hilfe dieser Linien wurde zunächst der Verlauf der Wellenlängenänderungen längs der Oberfläche untersucht. Erst wenn die dabei gefundenen merkwürdigen Erscheinungen ganz aufgeklärt sind, kann an eine erneute Bestimmung der relativistischen Rotverschiebung gegangen werden.

G. Herzberg.

Ch. Fabry und H. Buisson. Über das Sonnenultraviolett. Strahlentherapie 36, 410—428, 1930, Nr. 3. Zusammenfassender Überblick über die ultraviolette Sonnenstrahlung, ihre Absorption und Streuung in der Atmosphäre, die Ursachen der Begrenzung des Sonnenultravioletts, die Ozonschicht der höheren Atmosphäre und ihre absorbierenden Eigenschaften, ihre Lokalisation, Entstehung und Schwankungen, sowie über den Vergleich des Sonnenultravioletts mit der Strahlung eines schwarzen Körpers von 6000° .

Risse.

F. W. Paul Götz. Intensitäten des kurzweligen Sonnenultravioletts. Strahlentherapie 36, 429—433, 1930, Nr. 3. Es werden für zwei Tage im Juni 1928 die Ultravioletintensitäten in Arosa von zwölf einzelnen Wellenlängen zwischen 3264 und 2963 Å in ihrem Tagesgang mitgeteilt und daran kritische Bemerkungen über die Cadmiumzelle geknüpft, deren integrierende Messung unter

Umständen stark verzerrte Bilder von der wirklichen spektralen Verteilung liefert. Im Anschluß daran wird die Filterwirkung der hohen Ozonschicht in ihrer Einwirkung auf das irdische Zellenleben besprochen und ein Vergleich zwischen den „Erythemintensitäten“ der zur Erde gelangenden und der extraterrestrischen Ultraviolettstrahlung durchgeführt. Endlich wird der Jahresgang der Ultraviolettintensität und des Ozons tabellarisch wiedergegeben.

Risse.

J. Kunz and V. E. Shelford. Apparatus for testing photoelectric cells in sunlight. Journ. scient. instr. 7, 191—193, 1930, Nr. 6. Beschreibung einer Apparatur, die dazu dienen soll, Photozellen im Sonnenlicht zu prüfen. Sie besteht im wesentlichen aus einem lichtdichten Gehäuse mit den notwendigen Zubehörteilen, rotierendem Sektor und einem Macbeth-Beleuchtungsmesser. Dziobek.

R. M. Petrie. On the Calculation of the Relative Temperatures and Pressures existing at the Base of Sunspots. Month. Not. 90, 480—487, 1930, Nr. 5. Es werden drei Arbeiten von H. N. Russell, E. A. Milne und R. M. Petrie angegeben, in denen aus den Temperaturen im Nullniveau von Photosphäre und Sonnenflecken, die gemessen sind, unter Annahme von Strahlungsgleichgewicht in der Sonnenatmosphäre und von adiabatischen Temperaturgradienten über den Sonnenflecken die Temperatur und der Druck auf der Basis der Flecken berechnet werden. Nach der Rechnung von Petrie, welche am genauesten ist, ergibt sich eine Tiefe der Flecken von etwa 27 km, wenn die Atmosphäre aus einem einatomigen Gas besteht.

Frankenberger.

E. A. Milne. Preliminary Note on the Structure of Sunspots. Month. Not. 90, 487—496, 1930, Nr. 5. E. A. Milne berechnet die Geschwindigkeit, mit der Gase aus den Sonnenflecken ausfließen, nach der Bernoullischen Gleichung unter Berücksichtigung der Strahlung, wobei er von den Temperatur- und Druckverhältnissen ausgeht, die sich aus der vorigen Arbeit von R. M. Petrie ergeben. Er erhält nur wenig kleinere Werte als die von Evershed direkt gemessenen.

Frankenberger.

Edison Pettit and Seth B. Nicholson. Lunar radiation and temperatures. Astrophys. Journ. 71, 102—135, 1930, Nr. 2. Ausgedehnte und eingehende Untersuchungen der Strahlung des Mondes und seiner Temperatur mit einem Vakuumthermoelement am 100zölligen Teleskop des Mount Wilson-Observatoriums. Es wird vor allem die Verteilung der Strahlung über die Mondoberfläche verfolgt. Bei Vollmond folgt sie nicht der Formel von Lommel-Seeliger $E = a \cos \Theta$, sondern besser der Formel $E = a \cos^{3/2} \Theta$. Die Temperatur des Punktes, der die Sonne im Zenit hat, ist bei Vollmond (Mondmitte) 407° K, bei Halbmond scheinbar nur 358° K. Die schwarze Temperatur im ersten Fall ist 391° K. Ferner wird der Temperaturverlauf während einer Mondfinsternis untersucht. Während der Totalität fällt die Temperatur bis auf 156° K. Die dunkle Seite des Mondes hat eine Temperatur von etwa 120° K. Außerdem wird der Verlauf der Reflexion des Sonnenlichtes von der Mondoberfläche genau untersucht. Die radiometrische Größe des reflektierten Lichtes wird zu $-13,3$, die der gesamten Mondstrahlung zu $-14,8$ gefunden.

G. Herzberg.

J. A. Gaunt. Continuous Absorption. Proc. Roy. Soc. London (A) 126, 654—660, 1930, Nr. 803. In der Astrophysik braucht man die Kenntnis der Absorptionskoeffizienten für die kontinuierlichen Spektren. Die von Kramers durchgeführte klassische Theorie der kontinuierlichen Absorption liefert wesentlich kleinere Zahlen als die Eddingtonsche Auswertung des Beobachtungsmaterials.

Verf. Ziel ist, durch die Quantenmechanik zu entscheiden, inwiefern die theoretischen Ergebnisse eine bessere Annäherung an die Eddingtonschen Resultate ermöglichen. Kudar.

M. Bronstein. Über das Verhältnis der effektiven Temperatur der Sterne zur Temperatur ihrer Oberfläche. ZS. f. Phys. 59, 144–148, 1929, Nr. 1/2. Ausgehend von der von E. Hopf gegebenen strengen Lösung der Milneschen Integralgleichung des Strahlungsgleichgewichts zeigt Verf., daß zwischen der effektiven Temperatur T_{eff} eines Sternes und seiner Oberflächentemperatur T_0 die Beziehung besteht $T_{\text{eff}} = \sqrt[8]{2/\sqrt{3}} T_0 = 1,2327 T_0$. Picht.

J. S. Plaskett. The High-temperature Stars. Month. Not. 90, 616–635, 1930, Nr. 7. Im ersten Teil werden die physikalischen Eigenschaften der heißen Sterne vom Typ O 5 – B 9 untersucht. Für 27 Sterne kann das Massenverhältnis direkt abgeleitet werden, bei 39 ist nur eine Komponente bekannt, das Massenverhältnis wird aus der Massenfunktion aus der Formel von Beer berechnet. Es folgt eine Zusammenstellung für die Massen, die Leuchtkräfte und die Dichten, geordnet nach Spektralklassen. Diese Leuchtkräfte stimmen mit denen aus hypothetischen Parallaxen überein. Die Wolf-Rayet-Sterne scheinen um 0,8 abs. Größenklassen schwächer zu sein als die O-Sterne mit Absorption. Der zweite Teil befaßt sich mit den Bewegungen dieser Sterne. Mit Hilfe der Gleichung von Oort werden Rotationseffekt des galaktischen Systems, K-Term, Eigen- und Gruppenbewegung sowie Apex der Sonne ermittelt. Um den Rotationseffekt zu bestimmen, werden für verschiedene Werte von rA (r Abstand des Sternes, A Faktor, der die Radialgeschwindigkeit durch galaktische Rotation korrigiert, $A = 0,017 \text{ km pr sec pro parsec}$) die Radialgeschwindigkeiten berechnet und mit der Beobachtung verglichen. Der Effekt wird als gesichert betrachtet, die dazwischen liegenden Calciumwolken nehmen an dieser Rotation teil, die Werte sind halb so groß wie beim Stern. Der K-Term muß noch weiter untersucht werden, doch scheint es, daß er durch die Einstein'sche Rotverschiebung und besonders durch Gruppenbewegung beeinflußt wird. Der Sonnenapex wird für Sterne heller als 5,51 und schwächer als 5,50 für Gruppen O – B 2, B 3 – B 5 und für alle Sterne von O – B 5 mit der Verteilung dieser Sterngruppen in galaktische Koordinaten eingezeichnet. Sättele.

R. A. Sampson. Effective Temperatures of Stars. Second Paper. Month. Not. 90, 636–667, 1930, Nr. 7. Von 80 Sternen werden die effektiven Temperaturen mitgeteilt. Die Sterne werden auf Polaris bezogen, der Gradient $c_2/T - c_2/T'$, wobei sich T auf den Stern und T' auf Polaris bezieht, wird mit der Zenitdistanz im einzelnen angegeben. Weiter werden die verschiedenen Faktoren, die den Gradienten beeinflussen, untersucht: Eine Beobachtungsreihe mit Polaris zeigt den Einfluß der Erdatmosphäre – die Luft wird während der Belichtungszeit für blau durchsichtiger –, es wird deshalb auf jede Platte zweimal Polaris mit aufgenommen. Die Änderung des Gradienten durch die Zenitdistanz wird durch β UMa(AO) und Sirius festgestellt, es ergibt sich

$$- 0,30 (\sec z - \sec Z) + 0,0046 (\sec^3 z - \sec^3 Z)$$

(z für Sterne [Mittelwert], Z für Polaris). Die dritte Korrektur ist durch die Wirkung von Rand- und Zentralstrahlen in der Sternatmosphäre bedingt (disk-effekt) – für die ganze Scheibe wird die Temperatur 200 bis 300° niedriger als für die Mittelteile. Der absolute Wert für den Gradienten von Polaris wird aus Be trachtungen bei der Sonne im Vergleich mit Capella (5500° A) und mit BO (20000° A) zu 2,37 (6500° A) festgesetzt. Die Kurve für Gradient und Spektralklasse

wird mit Werten anderer Autoren verglichen. Abgesehen von einigen Ausnahmen ist nach Anpassung auf BO zu 20000° A Übereinstimmung vorhanden. *Sättele.*

E. A. Milne. The Masses, Luminosities and Effective Temperatures of the Stars. Second Paper. Month. Not. 90, 678—689, 1930, Nr. 7. Es handelt sich um die Stellungnahme gegen Einwendungen von Professor Eddington in zwei Arbeiten (Month. Not. Januar 1930) zu einer früheren Arbeit (Month. Not. November 1929) des Verf. Zuerst wendet sich Verf. gegen die erste Arbeit, in der die Frage aufgeworfen wird nach der Veränderung der Leuchtkraft bei veränderlicher Oberflächenopazität. Die Leuchtkraft bleibt unveränderlich, da durch die Hypothese der Anteil der Energieerzeugung nicht verändert wird. Der Schluß von Professor Eddington, daß wenn $k = k_1$, dann $z = a$ wird, ist nur eine singuläre Lösung. Die Erwiderung auf die zweite Arbeit ist der Nachweis, daß die Lösung des Verf. für konstantes β und μ in die Gleichung für M^2 von Eddington übergeht. Für veränderliches β und μ wird eine allgemeine Lösung angegeben, die einen Faktor C enthält, der von der relativen Dichteverteilung abhängig ist. Durch numerische Quadratur kann für gewisse Durchmesser dieser Faktor ermittelt werden (Werte dafür werden in Aussicht gestellt). Damit ist statt der Problemstellung von Professor Eddington, bei gegebenem M und relativer Quellverteilung (ϵ_r) L zu ermitteln, folgende Problemstellung behandelt: Gesucht ist die Dichteverteilung bei gegebenem M und L . Die Schicht, für die $x = x_1$ und $\theta = 0$, ist ohne großen Fehler gleich der zu setzen, in der $T = T_1$ (effektive Temperatur). *Sättele.*

Fr. Becker. Über ein Sternspektrum mit Emissionsbanden. ZS. f. Astrophys. 1, 66, 1930, Nr. 1. Verf. fand auf einer Objektivprismenaufnahme der La Paz-Station nur ein Spektrum, das nicht in die Harvardklassifizierung paßt und vielleicht einer Nova gehört. Es handelt sich um den Stern elfter Größe $19^h 5,0^m - 30^{\circ} 2'$ (1900). Das Spektrum ist kontinuierlich ohne erkennbare Absorptionslinien, aber mit zwei intensiven Emissionsbanden (H_{γ} und H_{δ} ?). Die Banden heben sich auf der Seite der kurzen Wellenlängen kräftig vom kontinuierlichen Untergrund ab und verlieren nach dem Roten zu allmählich an Intensität. Dazu tritt, wahrscheinlich in der Gegend $464 m\mu$, eine dritte, schwächere Emissionsbande auf. Der Stern kann daher entweder eine Nova sein, oder es handelt sich um einen Fall vorübergehenden Auftretens von Emissionsbanden. O-Typus scheint nicht in Frage zu kommen. *H. Ebert.*

O. Struve and A. Christy. A Search for the Band Spectrum of He_2 in Stellar Spectra. Astrophys. Journ. 71, 277—282, 1930, Nr. 4. Zur Bestimmung des günstigsten Spektraltypus werden die Anregungsbedingungen für das Viellinienspektrum von He_2 zusammengestellt. Es ergibt sich die Notwendigkeit von geringer absoluter Leuchtkraft und hohem Druck, es wird B 2 und als Vertreter 88γ Pegasi gewählt. Die Banden vom Grundterm des Moleküls und vom ersten angeregten Term werden untersucht. Die erste Bande zeigt fünf Koinzidenzen, die nach Russell und Bowen innerhalb der Zufallsgrenze liegen. Fünf Linien der größten Intensitäten fehlen im Sternspektrum, die zweite Bande fehlt ganz, von der dritten sind drei Linien vorhanden, sechs mit großer Intensität fehlen. Weiter wird der Partialdruck p_{He_2} zu $10^{-16,5}$ Atm. berechnet, was bei den Voraussetzungen nur einer oberen Grenze entspricht. Die Anregungsbedingung für die erforderlichen Atomzustände ist zu groß gegenüber der Dissoziationsenergie, so daß der Prozentsatz der He -Moleküle zu klein ist, um in Sternatmosphären das Viellinienspektrum bei geringer Dispersion hervortreten zu lassen. Dasselbe scheint auch bei Wolf-Rayet-Sternen der Fall zu sein. *Sättele.*

C. T. Elvey. The contours of hydrogen lines in stellar spectra. *Astrophys. Journ.* 71, 191—208, 1930, Nr. 3. Verf. hat mit dem Brucspektrographen des Yerkes-Observatoriums die Spektren von 64 Sternen der Klasse B und A aufgenommen und die Konturen der Balmerlinien H_β und H_γ bestimmt. Die dabei gefundene geänderte Intensitätsverteilung und die größere Breite der Linien von Sternen früher Spektraltypen gegenüber solchen gleicher Gesamtintensität von Sternen späterer Spektraltypen führt Verf. auf einen Einfluß von Starkeffekt zurück. Beziehungen zwischen Breite und Tiefe der Absorptionslinien und absoluter Größe der betreffenden Sterne geben die Möglichkeit, bei mehreren Sternen die absolute Größe zu bestimmen. Die Zahl der die betreffenden Linien absorbierenden Atome wird berechnet und mit Milnes Theorie verglichen, wobei keine Übereinstimmung mit der augenblicklichen Form der Theorie gefunden wird. Ein bei bestimmten Sternen gefundener Einfluß der absoluten Größe soll im Widerspruch mit Milnes „Nulleffekt“ stehen. Im Anhang wird angegeben, daß Gaunts Annahme einer Änderung des Absorptionskoeffizienten mit der Temperatur gemäß $P/T^{3/2}$ statt Milnes $P/T^{9/2}$ eine Kurve der Abhängigkeit der Atomzahl von der Temperatur ergibt, welche mit der Beobachtung weit besser übereinstimmt.

Finkelnburg.

Otto Struve. Phosphorus in stellar spectra. *Astrophys. Journ.* 71, 150—152, 1930, Nr. 2. Phosphor, der eins der häufigeren Elemente auf der Erde (0,15%) ist, ist bisher noch in keiner kosmischen Lichtquelle gefunden worden. Dies ist verständlich, da im zugänglichen Gebiet keine Bogenlinien von Phosphor liegen. In heißen Sternen sollte man jedoch Funkenlinien von Phosphor beobachten können. Verf. identifiziert nun mehrere Absorptionslinien im Spektrum des Sterns 88 γ Pegasi (Spektralklasse B2) als die stärksten Linien des P III-Spektrums. Es sollte möglich sein, P II-Linien in Sternen der Klassen A0 oder B9 zu finden.

G. Herzberg.

S. B. Nicholson et Nicolas G. Perrakis. Sur la présence de la raie d'absorption D_3 dans le spectre solaire. *C. R.* 188, 41—43, 1929, Nr. 1. H. Ebert.

Edmund C. Stoner. The Equilibrium of Dense Stars. *Phil. Mag.* (7) 9, 944—963, 1930, Nr. 60. Fortsetzung früherer Untersuchungen (*Phil. Mag.* 7, 63, 1929). Früher war gezeigt, daß Sterne, in denen die Atome vollkommen ionisiert sind, eine Grenzdichte haben, die dem Quadrat der Sternmasse proportional ist. Der Grenzzustand tritt ein, wenn die Abnahme der Gravitationsenergie bei der Kontraktion gleich der Zunahme der gesamten kinetischen Energie des Elektronengases ist. Bei dieser Untersuchung war die relativistische Massenänderung bei Geschwindigkeitsänderungen vernachlässigt. Das wird jetzt durch den Idealfall einer Kugel gleichförmiger Dichte nachgeholt. Bei Kugeln steigender Masse steigt die Grenzdichte anfänglich wie das Quadrat der Masse, dann schneller bis zu einer Grenzmasse ($2,19 \cdot 10^{38}$), oberhalb deren es nicht mehr zu dem erwähnten Gleichgewicht kommt. Es wird weiter gezeigt, daß die Dichteverteilung in kondensierten Sternen polytrop ist. Das Verhältnis der Dichte im Mittelpunkt und der mittleren Dichte wird roh geschätzt. Die Dichte von Sirius B ist unterhalb der berechneten Grenze, während sich die von O₂ Eridani B ihr nähert. Die Theorie erlaubt eine rohe Schätzung der Masse und Dichte des Van Maanenschen Sterns. Die Ergebnisse an diesen drei Sternen sind in Tabellen zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß die Erzeugung von Energie pro Gramm in den bekannten Zwergsternen in keiner einfachen Beziehung zur Sternmasse steht. Die Anwendung der Fermi-statistik auf das Elektronengas normaler Sterne wird kurz behandelt.

Güntherschulze.

Geophysikalische Berichte

A. Nippoldt. Adolf Schmidt zum siebzigsten Geburtstage. Naturwissensch. 18, 677—678, 1930, Nr. 30.

H. Ebert.

Hugo Knobloch. Anwendung der Nomographie in der Meteorologie. Lotos 77, 33—38, 1929, Nr. 3/4. (Diss.-Auszug.) Die Dissertation befaßt sich mit der nomographischen Auswertung aller wichtigen Formeln, die in der Jelinek'schen Sammlung meteorologischer Hilfstafeln zusammengestellt sind. In dem veröffentlichten Auszug wird das Psychrometernomogramm für den Donnersberg wiedergegeben.

Haurwitz.

E. Kleinschmidt. Eine neue württembergische Erdbebenwarte. ZS. f. Geophys. 6, 370—376, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Eine Beschreibung der neuen württembergischen Erdbebenwarte in der Villa Reitenstein, in der auch das Württembergische Staatsministerium seinen Sitz hat. Der Verf. bemüht sich zu zeigen, daß die neue Erdbebenwarte trotz der Nähe der Großstadt die erforderliche Eignung besitzt.

Hopfner-Wien.

Walter D. Lambert. Note on a Recent Article by Dr. Hopfner. Gerlands Beitr. 26, 182—184, 1930, Nr. 2. In dem Artikel wird unter Bezugnahme auf eine Abhandlung F. Hopfners darauf hingewiesen, daß die Ergebnisse, zu denen Hayford bei der Berechnung seiner bestanschließenden Ellipsoide gelangt ist, nicht streng miteinander vergleichbar sind, wodurch nach Ansicht des Verf. ein Mißverständnis hervorgerufen wurde. Sodann bespricht er die Wirkung der isostatischen Reduktionsverfahren auf die Erdfigur sowie den Wert der astronomischen Methoden zur Bestimmung der Abplattung.

Hopfner-Wien.

E. Kogbeliantz. Sur la vitesse de propagation de la gravitation C. R. 191, 30—31, 1930, Nr. 1. Nach früheren Berechnungen des Verf. (C. R. 186, 944—966, 1928) übt ein rotierender Rotationskörper auf eine über seiner Achse aufgestellte Drehwaage erster Art einen Einfluß aus, wenn die Gravitation sich mit endlicher Geschwindigkeit ausbreitet. In der vorliegenden Veröffentlichung wird eine besonders geeignete Form des Rotationskörpers und des Drehwaagegehänges vorgeschlagen, wodurch der Effekt messbar wird, wenn die Geschwindigkeit der Gravitation $\frac{1}{10}$ Lichtgeschwindigkeit und geringer ist.

K. Jung.

Georges Tiercy. De la densité superficielle moyenne de la terre. Arch. sc. phys. et nat. (5) 12, 115—128, 1930, März/April. Ergänzt man das Clairaut'sche Theorem durch Glieder mit der vierten Potenz der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, so berechnet man nach Wavre (Arch. sc. phys. et nat. 1929, 1930) eine Abplattung des Erdellipsoids von 1 : 294, kommt also dem von Clarke gefundenen Wert sehr nahe. Eine ausführliche theoretische und zahlenmäßige Untersuchung zeigt, daß diese Abplattung unter Annahme des Rocheschen Dichtegesetzes einen zutreffenden Wert für die Dichte des Erdmantels liefert (2,6) und für die Dichte im Erdmittelpunkt auf einen plausiblen Wert führt (9,9).

K. Jung.

Ryutaro Takahasi. Preliminary report on the observation of the tilting of the earth's crust with a pair of water pipes. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 8, 143—152, 1930, Nr. 2. Durch Messungen des Wasserstandes in einer horizontal liegenden, halb gefüllten Röhre wird die Neigung des Erdbodens beobachtet. Der bei weitem größte Anteil geht dem Temperaturgang parallel und

erreicht in der täglichen Schwankung Amplituden von etwa $1''$, in der jährlichen Schwankung mehr als $15''$. Die Neigungen stimmen nach Größe und Richtung nicht mit denen überein, die in benachbarten Räumen desselben Instituts mit einer Art Zöllnerschen Horizontalpendels gemessen wurden. Der Grund hierfür wird in Verbiegungen des Institutsgebäudes vermutet.

K. Jung.

H. Passarge. Die Abplattung der Erde. Gerlands Beitr. 25, 175—177, 1930, Nr. 2. Der Verf. teilt eine Formel zur Berechnung des Wertes der Erdabplattung mit; ihrer Herleitung, die nur zum Teil angegeben wird, liegen Voraussetzungen über die Konstitution der Erde zugrunde, die von den herrschenden Ansichten vielfach gänzlich abweichen.

Hopfner-Wien.

Karl Ledersteger. Über die Analyse des Radiusvektors der Polbahn. Gerlands Beitr. 26, 314—332, 1930, Nr. 3. In der Abhandlung wird der bemerkenswerte Versuch unternommen, mit Benutzung der bisher vorliegenden und auf ein einheitliches System bezogenen Beobachtungswerte Aufschluß über Schollenbewegungen in der Erdkruste und über den oft vermuteten Mondeinfluß in der Polbewegung durch die Untersuchung des Radiusvektors der Polbahn oder vielmehr seines Quadrates zu erhalten. Im Anschluß an die Kettenbruchentwicklung des Verhältnisses zwischen der Jahres- und der Newcombschen Periode werden zur Elimination der kurzperiodischen Schwankungen zunächst die Mittel des Radiusvektors über elf Jahreszehntel gebildet und die sich in der Kurve $M(r)$ dieser Mittel offenbarenden Erscheinungen — eine Schwebung von etwa $6\frac{1}{2}$ Jahren, die von einer Schwebung von etwa 25 Jahren überlagert wird — besprochen. Besonders fruchtbar erweist sich im weiteren Verlauf der Untersuchung die Diskussion des Quadrates des Radiusvektors der Polbahn. Der Verf. zeigt nämlich, daß das Verfahren der Mittelung über elf Jahreszehntel annähernd eine Spaltung der Funktion r^2 in ihre beiden Hauptbestandteile, nämlich in die $6\frac{1}{2}$ -jährige Schwebung und die von der Entfernung des ungestörten Trägheitspoles vom Koordinatenursprung abhängigen kurzperiodischen Schwankungen, herbeiführt. Daher sind diese Mittel eine fast streng periodische Funktion $M(r_R)$ mit der Periode von 6,405 Jahren, während in der Kurve $M(r)$ diese Schwebung sowohl hinsichtlich ihrer Dauer als auch namentlich hinsichtlich der Größe ihrer Amplitude starken Änderungen unterworfen ist. Die in der Kurve $M(r)$ bemerkbare Schwebung von 25 Jahren legt dem Verf. den Gedanken nahe, zwei von der freien Schwingung des Rotationspoles nur wenig abweichende Perioden von 1,244 bzw. 1,131 Jahren anzunehmen, die den Wittingsschen Störungen ähnlich sind und deren Existenz durch die mit ihnen verbundenen und schon früher erkannten Schwebungen von rund neun und fünf Jahren wahrscheinlich wird. Nach Elimination dieser beiden nahezu einjährigen Hauptperioden läßt sich in der Kurve der Mittel des Restvektors die Periode des Mondknotens erkennen. Da die bei der Mittelung herausfallenden kurzperiodischen Schwankungen von der Kombination der gewählten Beobachtungsstationen abhängig sind, könnte ihre Amplitude, wie der Verf. darlegt, Aufschluß über Veränderungen in der Lage der Beobachtungsstationen zufolge Schollenbewegungen in der Erdkruste geben.

Hopfner-Wien.

Richard Kolisko. Berichtigung zu dem Aufsatz: Die Erdachsvibration eine Folge der Sonnentätigkeit. Ann. d. Phys. (5) 2, 427—428, 1929, Nr. 4. Im Titel der genannten Arbeit [Ann. d. Phys. (4) 88, 284, 1927; diese Ber. 9, 103, 1928] muß „Sonnenrotation“ für „Sonnentätigkeit“ gesetzt werden, und es sind außerdem einige Verbesserungen im Text auszuführen.

K. Jung.

G. Silva. Sulla formula della gravità normale. *Lincei Rend.* **11**, 641—644, 1930, Nr. 7. Vorschläge zur Definition der normalen Schwere bezogen auf das geodätische Bezugsellipsoid.
K. Przibram.

G. Hagen. Oscillazioni del pendolo libero fotografate. *Lincei Rend.* **11**, 633—635, 1930, Nr. 7. D. E. F. Pigot hat in Sydney die Schwingungen eines Foucaultschen Pendels photographiert. Ein so erhaltenes Diagramm wird reproduziert. Es zeigt deutlich die ovale Natur der Schwingungen, die dadurch zustande kommt, daß das Pendel durch die an der Wand fixierte Arretiervorrichtung eine Komponente der Erdbewegung mitbekommt, so eine zweite Demonstration der letzteren liefernd.
K. Przibram.

F. Holweck et P. Lejay. Un instrument transportable pour la mesure rapide de la Gravité. *C. R.* **190**, 1387—1388, 1930, Nr. 24. Ein Stabpendel aus Quarz von 5 mm Durchmesser und etwas über 10 cm Länge ist mittels einer Blattfeder aus Invar um sein unteres Ende schwingend befestigt. Mit diesem einfachen Apparat kann die 20fache Empfindlichkeit gegen Unterschiede der Schwere erreicht werden wie beim gewöhnlichen Pendel. Ein dünner Überzug aus Platin verhindert das Auftreten elektrostatischer Kräfte am Quarzkörper. Das Pendel schwingt im Vakuum. Die Luftpiderreduktion fällt praktisch fort, die Temperaturreduktion ist gering. Die Beobachtungszeit beträgt etwa zehn Minuten bei einer Genauigkeit von einigen Milligal. Das Gewicht des ganzen Apparates einschließlich photoelektrischer Registriereinrichtung und Verstärker ist noch nicht 40 kg. Der Apparat hat seine Transportfähigkeit erwiesen. Die Messungsresultate auf vier Stationen zwischen Paris und Dünkirchen werden angegeben. *K. Jung.*

Walter D. Lambert. Methods of Reducing Gravity Observations. *Gerlands Beitr.* **26**, 185—188, 1930, Nr. 2. Unter Berufung auf Helmert behauptet der Verf., daß die Verfahren zur Reduktion der beobachteten Schwerkraftwerte je nach der beabsichtigten Verwendungsart der reduzierten Werte verschieden gewählt werden müssen; er gibt jedoch zu, daß das von A. Frey angegebene Reduktionsverfahren jene Schwerkraftwerte auf der Niveauplätze im Meereshöhe liefert, die daselbst beobachtet werden würden, wenn in jedem Punkt dieser Niveauplätze unmittelbare Beobachtungen möglich wären. Trotzdem verwirft der Verf. die auf diese Weise reduzierten Schwerkraftwerte, da sie seiner Ansicht nach zur Erforschung der Erdfigur und der Massenanordnung in der Erdkruste ungeeignet sind.
Hopfner-Wien.

Teodor Schliomka. Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. *ZS. f. Geophys.* **6**, 392—396, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Die in früheren Untersuchungen vom Verf. gefundene Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium (*ZS. f. Geophys.* **8**, 397, 1927) kann, wie neuere Experimente zeigen, nicht durch magnetische Wirkungen auf das Gehänge vorgetäuscht sein.
K. Jung.

Heinrich Jung. Über isostatische Schwereanomalien und deren Beziehung zu den totalen Anomalien. *ZS. f. Geophys.* **6**, 173—178, 1930, Nr. 3.

E. A. Ansel. Bemerkungen zu den Ausführungen von H. Jung. *ZS. f. Geophys.* **6**, 178—179, 1930, Nr. 3. Es wird auf den Unterschied der isostatischen Reduktion nach Hayford-Bowie und der nach Ansel aufmerksam gemacht. In beiden Fällen wird die über dem Meeresniveau befindliche Masse weggemommen.

Während aber Hayford und Bowie die ganze weggenommene Masse zwischen dem Meeresniveau und der Ausgleichstiefe als Kompensationsmasse anbringen, kompensiert Ansel bei nicht isostatisch eingestellten Schollen nur die Massen vom Meeresniveau bis zur isostatischen Höhe (d. i. die Höhe, die die Schollenoberfläche hätte, wenn die Scholle isostatisch eingestellt wäre). Die Reduktionen sind nur bei isostatisch eingestellten Schollen identisch. Die bekannte, von Ansel aufgestellte Beziehung

$$\frac{\Delta g_i}{\Delta g'} = \frac{\rho' - \rho}{\rho}$$

(Δg_i isostatische Anomalie, $\Delta g'$ Freiluftanomalie; ρ, ρ' Dichte der Scholle und der sie umgebenden Masse) gilt nur für die nach Ansel, nicht für die nach Hayford-Bowie berechnete Anomalie.

K. Jung.

Arnaldo Belluigi. Nuovi Calcoli di influenze gravimetriche di terreni superficiali e profondi. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 1, 141—148, 1930, Nr. 2. Der Autor stellt neue Berechnungen des gravimetrischen Einflusses oberflächlicher und unterirdischer störender Massen auf. Er erinnert an einige seiner früheren Untersuchungen bezüglich der topographischen Korrekturen und entwickelt bezüglich dieser ein neues Verfahren. Die Frage nach der Wirkung störender Massen in der Tiefe wird so zu lösen versucht, daß imaginäre Störungskörper dem realen approximiert werden. Eine spezielle Lösung wird für einen imaginären Körper von begrenzter parallelipipedischer Form gegeben. Scheel.

Mario Bossolasco. Sulla previsione della temperatura nell' interno delle montagne. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 1, 149—155, 1930, Nr. 2. Nach einigen Bemerkungen über die praktische Bedeutung der verschiedenen Methoden zur Vorausbestimmung der Gesteinstemperatur im Innern eines Gebirgsmassivs hebt der Verf. die Wichtigkeit der Schichtstellung der Gesteine in solchen Problemen hervor, und erklärt damit die Höhe der Maximaltemperaturen, die im Simplontunnel gefunden wurden. Es wird dann gezeigt, daß warme Quellen den normalen Verlauf der Geoisothermen unmöglich in merkbarer Weise stören können. Es steht dies im Gegensatz zu einer kürzlich ausgesprochenen Behauptung. Scheel.

Herculano de Carvalho. Présence de l'uranium dans les eaux minérales: Rapport de cet élément avec le radium. C. R. 191, 95—97, 1930, Nr. 2. Für 12 radioaktive Quellen aus dem Gebiet Caria (Casteloiro-Portugal) wird auf chemischem Wege der Gehalt an Uran und das Verhältnis Ra/U bestimmt; letzteres war nicht konstant. K. W. F. Kohlrausch.

B. Nikitin et L. Komleff. La teneur en radium des eaux pétrolières de Bakou et du Daghestan. C. R. 191, 325—326, 1930, Nr. 7. Während gewöhnliche Quellen einschließlich der Thermalquellen bis $2,5 \cdot 10^{-11}$ Ra pro 100 enthalten, findet man in Wassern, die aus petroleumhaltigen Schichten stammen, bis $1,4 \cdot 10^{-8}$ Ra-Gehalt. Hier werden nun Messungen an Quellen mitgeteilt, die aus den petroleumhaltigen Schichten von Baku und Daghestan stammen; es wurden aber nur Gehalte bis $1,6 \cdot 10^{-10}$ (Baku) und $1,2 \cdot 10^{-10}$ (Daghestan) gemessen.

K. W. F. Kohlrausch.

A. P. Coleman. Age of the Earth. Nature 125, 668—669, 1930, Nr. 3157. Der Verf., offenbar ein Geologe, weist auf das Mißverhältnis der astronomischen Zeitschätzungen für das Alter des ganzen Sonnensystems und der Altersbestimmung von Gesteinen auf Grund der Analyse der in ihnen enthaltenen radioaktiven Minerale hin. Für das Alter verschiedener präkambrischer Granite ergibt sich nicht weniger als $1,2 \cdot 10^9$ Jahre, während für das Alter der Erde von

astronomischer Seite nur etwa $2 \cdot 10^9$ Jahre angegeben werden. Da der geologische Befund auch der frühesten Erdformationen auf ähnliche Temperaturverhältnisse schließen läßt, wie sie auch jetzt auf der Erde herrschen, sind die astronomischen Zeiten offenbar zu kurz, um die Abkühlung der Erde zu erklären. Der Verf. stellt die Frage, ob es nicht möglich ist, die unverhältnismäßig schnelle Abkühlung der die Erde ursprünglich bildenden Gasmassen durch ihren Zerfall in unzählige feste Partikeln zu erklären, die erst später durch Zusammenprall die Erde entstehen lassen. Andernfalls müßten die Zahlen der astronomischen Zeitschätzung erhöht werden.

Albrecht.

U. Ph. Lely. Ein Experiment, das die Kräfte demonstriert, welche die Verschiebung der Kontinente verursachen können. Phys. ZS. 31, 738—742, 1930, Nr. 15. Es werden jene durch die polsuchenden bzw. polfliehenden Kräfte ausgelösten Erscheinungen beschrieben und auch unter Bedachtnahme auf kapillare Wirkungen erklärt, die sich je nach der Schwerpunktlage an einem Kork und einem Zündhölzchen beobachten lassen, die in einem mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um eine lotrechte Achse rotierenden, zylindrischen, mit Wasser gefüllten Gefäß schwimmen; aus den experimentell festgestellten Tatsachen wird auf die Erscheinungen an einer konkav nach außen gekrümmten Oberfläche einer Flüssigkeit (Kugel) geschlossen. Anwendungen der Schlußfolgerungen auf Wegeners Kontinentverschiebungshypothese beenden den Artikel.

Hopfner-Wien.

W. Bowie. Crustal changes due to Moon's Formation. Gerlands Beitr. 25, 137—144, 1930, Nr. 2. Der Verf. hält die von Osmond Fisher (Physics of the Earth's Crust, 1889) vor über 40 Jahren aufgestellte Hypothese, daß der Mond sich von der Erde abgelöst hat, für die beste Erklärung der Entstehung der Kontinente und Ozeane. Endogene Kräfte der Erdkruste wären schwerlich imstande gewesen, die Kontinentschollen auseinanderzureißen. Dagegen kann man sich diese Trennung wohl durch äußere — die Gezeitenkräfte — hervorgerufen denken. Die Erde dürfte damals vielleicht noch eine flüssige, mit einer dünnen festen Schicht bedeckte Kugel gewesen sein. Bevor die Gezeitenkräfte deformierend wirkten, soll die Erde eine ungefähr kugelförmige Gestalt gehabt haben. Je näher der Rhythmus der Gezeiten der Eigenperiode der Kruste kam, mußte eine Art eiförmiger Deformation entstehen. Wie immer aber die Form beschaffen sein mochte, trat eine Vergrößerung der Oberfläche ein, die unter der Annahme, daß die große Figurenachse doppelt so groß war als die kleine, 7,7 % der ursprünglichen Oberfläche ausmachen würde. Als Folge tritt ein Zerreissen des Krustenmaterials und die Bildung von Spalten ein. Dann wird die Figur instabil, es kommt zur Ausbildung einer Halsabschnürung und schließlich zur Abtrennung des Mondes. Die Eigenschwingung der Kruste wird nun eine geänderte sein, so daß die Erdform sich wieder der Kugel nähert. Bei der Abtrennung des Mondes sind Krustenfragmente übriggeblieben, die die heutigen Hochseeinseln und Inselketten bilden. Während A. Wegener und B. Gutenberg sich bei ihren Hypothesen auf Kräfte stützen, die heute noch in der Erdkruste tätig sind, will der Verf. die Trennung von Ozeanen und Kontinenten in eine Epoche vor der Sedimentation verlegen. Die Ozeane sind danach nichts anderes als die jetzt mit Wasser gefüllten Spalten, die sich vor Ablösung des Mondes durch die Vergrößerung der Erdoberfläche infolge der Deformation der Kugelgestalt durch die Gezeitenkräfte der Sonne gebildet hatten. Interessant ist auch die Betrachtung eines Meridians zur Zeit der Resonanzwirkung der Gezeitenkräfte. Die innerhalb kurzer Zeit vor sich gehende Längenänderung des Meridians läßt die Zertrümmerung der Kruste in Blöcke verständlich erscheinen.

V. Conrad-Wien.

W. Köppen. Neueres über Verlauf und Ursachen des europäischen Eiszeitalters. Gerlands Beitr. 26, 365—394, 1930, Nr. 4. Der Verf. bringt die bekannte Strahlungskurve der letzten 600000 Jahre nach Milankovitch mit den neueren Ergebnissen der Eiszeitgeologie in Zusammenhang, indem er sich unter der Voraussetzung, daß die Klimaschwankungen in den höheren Breiten der Erde durch die Änderungen in den Erdbahnelementen, in der Schiefe und in der Pollage hervorgerufen worden sind, mit den Arbeiten von B. Eberl, W. Soergel, R. Grahmann, K. Beurlen, L. Pilgrim, G. C. Simpson, W. Meinardus und P. Woldstedt zum Teil sehr eingehend auseinandersetzt. *Hopfner-Wien.*

E. Wanner. Beiträge zur Geographie der Erdbeben. Gerlands Beitr. 28, 334—348, 1929. Das aus der Schweiz nun vorliegende fünfzigjährige makroseismische Beobachtungsmaterial repräsentiert wohl eine der besten, wenn nicht die beste und homogenste auf der Erde bestehende Reihe. Der Verf. hat es sich zum Ziele gesetzt, auf Grund dieses Materials mit kurзорischer Hinzuziehung der österreichischen Bebenchronik Beziehungen zwischen Tektonik und Erdbebenaktivität abzuleiten. Der Verf. kommt zu folgenden Schlußresultaten: „Mit der plötzlichen Änderung der alpinen Streichrichtung findet man das Auftreten junger Eruptivmassen verbunden und in diesen Zonen liegen auch die aktivsten habituellen Schüttergebiete, in denen die kräftigsten Erdbeben der Alpen bis jetzt ausgelöst worden sind.“ Aus einem Längsprofil der Alpen, ungefähr vom Montblanc bis Graz, glaubt der Verf. ableiten zu können, daß Achsendepressionen sich seismisch viel aktiver verhalten als Achsenkulminationen. *Conrad-Wien.*

E. A. Ansel. Das Impulsfeld der praktischen Seismik in graphischer Behandlung. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 1, 117—136, 1930, Nr. 2. In anerkennenswerter Ausführlichkeit werden leicht zu handhabende, rein graphische Methoden entwickelt, um in nicht zu komplizierten Fällen aus der Laufzeitkurve die Schichtung des Untergrundes, die Neigung der Schichten und Unstetigkeiten im Schichtenverlauf zu bestimmen. Wichtigstes Hilfsmittel hierzu ist die „Kontaktkurve“. Diese gibt den Ort aller Punkte an, in denen die direkte Bodenbewegung gleichzeitig mit der indirekten, an der darunterliegenden Schichtgrenze entlang gelaufenen Bewegung eintrifft. Die Kontaktkurve berührt die Schichtgrenze, das System der aus mehreren geeignet angeordneten Sprengungen gewonnenen Kontaktkurven hüllt die Schichtgrenze ein, worauf die große Bedeutung der Kontaktkurven für die praktische Seismik beruht. Ihre Bestimmung aus den Laufzeiten wird ausführlich erörtert. *K. Jung.*

Charles Davison. On the 42-Minute Period in the Frequency of the After-Shocks of Earthquakes. Phil. Mag. (7) 8, 801—812, 1929, Nr. 53. Erdbebenwellen brauchen 21 Minuten, um vom Herd bis zu seinen Antipoden zu gelangen, also entsprechen 42 Minuten einem Hin- und Hergang. Es ist nahe liegend, in den Nachstößen großer Beben nach einer 42 Minutenperiode zu suchen. Die Betrachtung mehrerer großer Beben lässt auch Andeutungen einer solchen Periode erkennen, die sich im allgemeinen einige Tage, bisweilen einige Wochen bemerkbar macht. Zunächst treten die Nachstöße um die 21. Minute nach Ablauf eines 42 Minuten-Intervalls auf, später fallen sie mit dem Ablauf der 42 Minuten-Intervalle zusammen. Der Übergang zwischen diesen beiden Typen von Nachstößen ist allmählich. *K. Jung.*

O. Barsch und H. Reich. Ergebnisse seismischer Untersuchungen über den Schichtenaufbau von Norddeutschland. Ergänz.-Hefte f. angew.

Geophys. 1, 165—188, 1930, Nr. 2. Es werden Ergebnisse verschiedener seismischer Untersuchungen mitgeteilt. In der Lausitz bei Dobrilugk ist der Untergrund durch drei Bohrungen und eine später hinzugefügte vierte Bohrung gut bekannt, die Messungen sollten die Zuverlässigkeit der seismischen Methode erweisen. Übereinstimmend mit den Bohrungen ergaben die seismischen Messungen 120 bis 150 m dicke diluviale und tertiäre Schichten, darunter Karbon und stellenweise Kambrium. Die Geschwindigkeiten sind im sandigen Diluvium 1000 m/sec, im lehmig-tonigen Diluvium 1600 m/sec, im Karbon 3800 m/sec und im Kambrium 5000 m/sec. In der Prießnitz bei Wittstock wurden Schichten mit den Geschwindigkeiten 1600 m/sec, 2250 m/sec, 3600 m/sec gefunden, die als Diluvium-Tertiär, Kreide und (mit Vorbehalt) Paläozoikum gedeutet werden; die Schichtgrenzen liegen etwa 230 m und 800 m tief. Ähnlich liegen die Verhältnisse in der Prießnitz bei Pritzwalk. Dort liegen wohl dieselben Schichten, die Geschwindigkeiten sind 1800 m/sec, 2100 m/sec, 3600 m/sec, die Grenzen liegen in Tiefen von etwa 220 m und 790 m. Ganz oben liegt sandiges Diluvium mit der Geschwindigkeit 1000 m/sec von 30 bis 70 m Mächtigkeit. Bei Husum in Schleswig-Holstein zeigt die Laufzeitkurve nur zwei Geschwindigkeiten, 1700 m/sec und 3250 m/sec; es mag sich um Diluvium-Tertiär und um unterkreidezeische, mesozoische oder paläozoische Schichten handeln. Die Grenze liegt etwas mehr als 600 m tief. Kreide wurde nicht gefunden. Die eigentliche Ursache der in der gleichen Gegend gemessenen Anomalie der Schwerkraft und des Erdmagnetismus wurde wohl nicht erreicht, sie mag in 1000 m Tiefe liegen.

K. Jung.

Seismische Funkmeldungen der U. S. A. Gerlands Beitr. 25, 442, 1930, Nr. 3/4. Erweiterung des seismischen Codeschlüssels der Vereinigten Staaten auf die seismischen Stationen: Charlotteville (Universität, Virginia), Zi-Ka-Wei (China) und Pasadena, Kalifornien (Seismologisches Forschungslaboratorium). Der Codeschlüssel selbst und Ergänzungen sind zu finden: Gerlands Beitr. 21, 135—137, 1929; 22, 239—240, 1929.

Conrad-Wien.

Katsutada Sezawa. Possibility of the Free-oscillations of the Surface-layer excited by the Seismic-waves. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 8, 1—11, 1930, Nr. 1. Wie theoretische Untersuchungen zeigen, kann eine dem tieferen Untergrund aufliegende Deckschicht in bestimmten Fällen Ursache örtlicher oszillatorischer Bodenbewegungen sein, auch wenn die von unten einfallende erregende Bodenbewegung keinen oszillatorischen Charakter hat. Zur Veran-

schaulichung dient eine senkrecht von unten einfallende Bewegung vom Typ $e^{-\frac{(Vt-x)^2}{c^2}}$ (x = Richtung vertikal), die nur aus einem einmaligen An- und Abschwellen besteht. Ist die vertikale Ausdehnung dieser Bewegung klein im Vergleich zur Dicke der Deckschicht, so treten oszillatorische Schwingungen an der Grenze zwischen Untergrund und Deckschicht und an der Oberfläche der Deckschicht auf, nicht dagegen, wenn die Ausdehnung der einfallenden Bewegung groß im Vergleich zur Dicke der Deckschicht ist. Die Amplitude der Oszillationen nimmt mit der Zeit ab, auch ohne daß Energieverluste durch innere Reibung und andere dispersive Vorgänge angenommen werden.

K. Jung.

R. Spitaler. Über die Auslösung von Erdbeben durch die Achsen-schwankungen der Erde. Gerlands Beitr. 25, 118—129, 1930, Nr. 1. Mit Zugrundelegung eines Materials von 87 Beben wird ein Zusammenhang zwischen der Breitenänderung eines Erdortes zur Zeit des Bebens und ihr zeitlich vorangehenden Werten aufgezeigt. Vor dem Beben erfolgt meistens eine Richtungs-

änderung der durch die Breitenänderung verursachten Kraft oder elastischen Spannung, die die der neuen Lage der Rotationsachse entsprechende Form des Rotationsellipsoids herzustellen versucht und sich zeitweilig und an bestimmten dazu disponierten Stellen als Erdbeben äußert.

Conrad-Wien.

Joséf Neunteufl. Zur Bestimmung des Epizentrums eines Nahbebens. Gerlands Beitr. 26, 189—198, 1930, Nr. 2. Die von A. Mohorovičić angegebene Hyperbelmethode zur Findung des Epizentrums bei Nahbeben hat vielfach eine mißverständliche Auslegung gefunden, die teilweise vielleicht auf die Darstellung von A. Mohorovičić selbst zurückgehen könnte. Danach würden die auf Grund der Eintreffzeitdifferenzen der ersten Welle an drei Stationen konstruierten Hyperbeläste in Rücksicht auf die Beobachtungsfehler ein Fehlerdreieck einschließen, das gleichzeitig ein Maß für die Genauigkeit der Epizentralbestimmung abgibt. Dies ist jedoch nicht der Fall. Da bei drei Stationen die dritte Zeitdifferenz durch die ersten zwei gegeben ist, müssen sich die drei Hyperbeln in einem Punkte schneiden, so daß die Einsatzzeiten von drei Stationen nichts über den Genauigkeitsgrad der Epizentralbestimmung aussagen können. Hierzu ist mindestens die Verwendung der Daten von vier Stationen nötig.

Conrad-Wien.

E. Tams. Die Seismizität des Südantillenbogens. ZS. f. Geophys. 6, 361—369, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

Scheel.

H. P. Berlage jun. Näherungsformeln zur Berechnung der Amplituden der elastischen Wellen, die beim Durchgang einer gegebenen Welle durch eine Unstetigkeitsfläche entstehen. Gerlands Beitr. 26, 131—140, 1930, Nr. 2. Die Näherungsformeln sind so aufgestellt, daß sie in den Grenzfällen: Dichtevehrhältnis der beiden Medien $\gamma = 0$, $\gamma = 1$, $\gamma = \infty$ und für den Einfallswinkel 0° und 90° der primären Welle die richtigen Werte liefern. Die exakte Theorie wurde bereits früher von K. Zoeppritz gegeben. In allen anderen Fällen geben die Näherungsformeln die Amplituden der entstehenden Welle bis auf 10% der primären Welle an. An Beispielen werden die Formeln erläutert.

Johannes Kluge.

Rudolf Wedekind und Heinrich Jung. Das mechanische Prinzip der Erosion. Naturwissenschaft. 18, 542—546, 1930, Nr. 23. Eine übersichtliche vergleichende Darstellung aller Arten mechanischer Erosion.

Jung.

H. W. L. Absalom. Report on the observations of terrestrial magnetism made in the British Isles on the occasion of the total solar eclipse of June 29, 1927. Meteorological Office, Professional Notes Nr. 55, 16 S., London 1930. Während der totalen Sonnenfinsternis über den Britischen Inseln am 29. Juni 1927 sowie an den Tagen vor und nachher wurden in Abinger, Stonyhurst, Eskdalemuir und Lerwick erdmagnetische Schnellregistrierungen vorgenommen. D , H und Z werden in Zehnminutenintervallen ausgewertet und mitgeteilt. Die Suche nach einem magnetischen Effekt der Sonnenfinsternis ist ergebnislos, vermutlich wegen der leichten magnetischen Unruhe an diesen drei Tagen. Auch dZ/dt in Eskdalemuir zeigte keine Besonderheiten.

J. Bartels.

T. Okada. On the vector-diagram representing the diurnal variations of horizontal intensity of the earth's magnetic field. The Geophys. Mag. Tokyo 8, 1—26, 1930, Nr. 1. Als Material dient die harmonische Analyse der täglichen Gänge der erdmagnetischen Elemente an 14 Stationen im Jahre 1890.

die Ad. Schmidt im Archiv für Erdmagnetismus veröffentlicht hat. Für jede der drei Wellen von 24, 12 und 8 Stunden Periode werden die horizontalen Vektor-diagramme gezeichnet. Die Lage der Hauptachsen dieser Ellipsen und die Eintrittszeiten der Maxima werden berechnet. Die Ergebnisse werden ausführlich in Tabellen und auf zwölf Tafeln mitgeteilt.

J. Bartels.

J. A. Fleming. The last cruise of the Carnegie. *Terr. Magnetism* 35, 22—28, 1930, Nr. 1. Bericht über die letzte Kreuzfahrt des unmagnetischen Schiffes „Carnegie“ und über die Katastrophe am 29. November 1929 im Hafen von Apia, die den Tod des Führers der Expedition, J. P. Ault, und den völligen Verlust des Schiffes zur Folge hatte. Alle geophysikalischen Beobachtungsergebnisse und ozeanographischen Proben sind erhalten geblieben und befinden sich in Bearbeitung.

J. Bartels.

Floyd M. Sonle. Earth-inductor measurements aboard the Carnegie, Cruise VII. *Terr. Magnetism* 35, 103—109, 1930, Nr. 2. Bei der letzten Fahrt der „Carnegie“ wurde der Erdinduktor zur regelmäßigen Messung der Inklinationsrichtung benutzt, versuchsweise auch für die Messung der Horizontalintensität. Die Spule des Induktors wurde dabei mit konstanter Geschwindigkeit angetrieben; der gleichgerichtete Strom wurde über eine Spule mit hoher Selbstinduktion und geringem Widerstand zu einem Mikroamperemeter geleitet. Zur Messung der Horizontalintensität wurde die Drehachse des Induktors vertikal gestellt; die Stromrichtung wurde umgekehrt, wenn die Spulenebene senkrecht zum magnetischen Meridian war. Die direkte Strommessung mit dem Amperemeter bewährte sich nicht; zweckmäßiger war die Messung der elektromotorischen Kraft mit einem Gleichstrom-Potentiometer. Die gleichzeitigen *H*-Messungen am gewöhnlichen Deflektor und mit dem Erdinduktor unterschieden sich auf See bis auf wenige Ausnahmen um weniger als 0,5 %. Der Einfluß von Schlingerbewegungen auf die Meßgenauigkeit wird untersucht.

J. Bartels.

W. N. McFarland. Construction of magnetic charts. *Terr. Magnetism* 35, 73—80, 1930, Nr. 2. Bei der Konstruktion erdmagnetischer Karten wurde früher vom U. S. Coast and Geodetic Survey ein streng mathematisches Verfahren gebraucht. Z. B. wurde die Deklination als Funktion dritten Grades in zwei Koordinaten (Länge und Breite) angesetzt und die Koeffizienten aus den Beobachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Die letzte Rechnung dieser Art wird ausführlich beschrieben. Seit 1902 werden die isomagnetischen Linien freihändig gezogen, wobei in die Karte zunächst für jede Station, außer der Originalbeobachtung, auch der Mittelwert aus dieser und fünf benachbarten Stationswerten eingetragen wird; die Gesichtspunkte für die weitere Ausgleichung werden besprochen.

J. Bartels.

Joh. Olsen. Communication de l'observatoire magnétique à Godhavn. *Terr. Magnetism* 35, 89—91, 1930, Nr. 2. In Godhavn wird diskontinuierlich registriert. 6 Volt-Lampen, mit Strom von 12 Volt gespeist, leuchten alle Minute für 0,1 sec auf, außerdem eine Hilfslampe alle zehn Minuten. Einzelheiten über Basis- und Skalenwertbestimmungen werden mitgeteilt, ebenso über besondere Maßnahmen, die durch die niedrigen Temperaturen notwendig gemacht werden.

J. Bartels.

W. F. Wallis. A comparison of magnetic disturbances at different stations. *Terr. Magnetism* 35, 93—101, 1930, Nr. 2. Der kurze erdmagnetische Sturm am 14. März 1922 wird auf Grund der Beobachtungen an acht Observatorien diskutiert; darunter befindet sich die Station Bowdoin Harbor der MacMillan-

Baffinland-Expedition, an der sieben Monate registriert wurde. Die Kurven sind wiedergegeben; sie zeigen kein einheitliches Bild. Die Intensität des Sturms nimmt vom äußeren Rand der Polarlichtzone äquatorwärts scharf ab. *J. Bartels.*

C. A. Heiland. Possible causes of abnormal polarizations of magnetic formations. ZS. f. Geophys. 6, 228—235, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Im Anschluß an ausgedehnte magnetische Lokalvermessungen, die während der letzten Jahre in den Vereinigten Staaten mit der Schmidtschen Feldwaage ausgeführt wurden, diskutiert der Verf. eingehend die Ursachen für negative Anomalien, d. h. unternormale magnetische Vertikalintensität in höheren magnetischen Breiten. Ihr Auftreten über diamagnetischen Formationen (Steinsalz) ist ohne weiteres verständlich. Eine Klassifikation des Auftretens über para- und ferromagnetischen Formationen läßt folgende Ursachen als die häufigsten erkennen: 1. Die magnetische Zone fällt so schwach nach Süden ein, daß sie mit der Inklinationsrichtung einen größeren Winkel als 90° einschließt. 2. Die magnetische Formation ist unter der negativen Anomalie weniger dick als in der Umgebung. 3. Verfestigte magnetische Teile in flüssigen Laven sind umgestürzt. 4. Während der Magnetisierung herrschten mechanische Spannungen. Die beiden ersten Fälle erklären die negative Anomalie aus der gewöhnlichen Induktion durch das jetzige Erdfeld; die beiden letzten dagegen setzen anomale Polarisation voraus, d. h. eine Magnetisierungsrichtung, die dem jetzigen Erdfeld mehr oder weniger entgegengesetzt ist. Nach Ansicht des Verf. ist die reine Induktionstheorie in vielen Fällen nicht anwendbar; er hält es für aussichtslos, aus der gegenwärtigen Magnetisierungsrichtung geologischer Formationen die Richtung der Inklination des Erdfeldes in früheren geologischen Zeiten ableiten zu wollen. *J. Bartels.*

O. Venske. Die innere Genauigkeit von Inklinationsmessungen mit dem Erdinduktor. ZS. f. Geophys. 6, 248—251, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Zwischen den Inklinationswerten, die mit dem Erdinduktor in den beiden verschiedenen Lagen des Höhenkreises beobachtet werden, besteht ein Unterschied, der zwar kleiner als eine Minute ist, aber den zufälligen Fehler überschreitet. Als Ursache wird eine thermoelektrische Kraft angenommen, die durch die Reibung der Bürsten auf dem Kommutator entsteht, ferner eine Verlagerung der Spulenachse während der Drehung. Maßnahmen zur Verbesserung werden angegeben. *J. Bartels.*

J. Keränen. Über den Vektor der magnetischen Störungen im aperiodischen Verlauf. ZS. f. Geophys. 6, 265—270, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Die größten magnetischen Störungen der Jahre 1914 und 1915 werden für Sodankylä, Potsdam und Batavia untersucht. Größe und Richtung der wichtigsten Phasen werden bestimmt. Die Störungsformen werden in 16 Klassen eingeteilt. Die einzelnen Störungsvektoren haben etwa dieselbe Richtung wie der allgemeine Brounsche Vektor, liegen also in der Ebene durch die magnetische Erdachse und den Beobachtungsort. *J. Bartels.*

Fr. Burmeister. Ergebnisse der erdmagnetischen Messungen an bayerischen Säkularstationen im Jahre 1926. Münchener Ber. 1930, S. 53—61, Nr. 1. Die durch lokale Umstände schon seit längerer Zeit verursachte Stillegung des Erdmagnetischen Observatoriums in München machte es erforderlich, zur Beobachtung der Änderung der magnetischen Elemente in Bayern einige Säkularstationen zu errichten, mit dem Ziel, dort von Zeit zu Zeit erdmagnetische Messungen im direkten Anschluß an das Potsdamer Observatorium auszuführen.

Gewählt wurden die Punkte Wunsiedel, Hintersee bei Berchtesgaden und Maisach bei München, letzterer soll später als Ersatz München dienen. Die Arbeit enthält die ersten Beobachtungsergebnisse an den drei Stationen sowie die Resultate des Vergleichs der bayerischen Instrumente mit denen des Potsdamer Instituts.

Burmeister.

Fr. Burmeister. Die Säkularvariation in der Rheinpfalz in den Jahren 1850 bis 1928. ZS. f. Geophys. 6, 186—190, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

Scheel.

L. Eblé et J. Itié. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1er janvier 1930. C. R. 190, 760—761, 1930, Nr. 12. Die Säkularvariation betrug 1929,0 bis 1930,0 in der Nähe von Paris $\Delta D = -10,2'$, $\Delta I = +1,1'$, $\Delta H = -18 \gamma$, $\Delta Z = -4 \gamma$. J. Bartels.

R. Chevallier. Aimantation naturelle de laves polaires. Journ. de phys. et le Radium (7) 1, 116 S, 1930, Nr. 7. (Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 295.) Im Magnetfeld der Erde erstarrende Lava nimmt permanenten Magnetismus an, dessen Richtung im Gestein durch Jahrtausende unverändert bleibt. Durch Untersuchung der Lagerung dieser Pole in geologischen Laven zum wahren und geologischen Horizont und deren Vergleich mit der am Fundort heute gemessenen Inklinationsrichtung kann man die Veränderungen der Lage der erdmagnetischen Kraftlinien verfolgen und daraus bei bekanntem Alter der Laven Rückschlüsse auf die Polverlagerungen der Erde, bei deren Bekanntheit Rückschlüsse auf das Alter der Laven ziehen. Derartige vergleichende Messungen werden auf Island, den Färöer, Jan Mayen und Sizilien ausgeführt.

O. v. Auwers.

Raymond Chevallier. Aimantation permanente de basaltes des Féroé. C. R. 190, 1020—1022, 1930, Nr. 17. Zwölf Basalthandstücke von der Färöerinsel Suderoe wurden im Laboratorium auf ihre permanente Magnetisierung untersucht. Die Magnetisierungsrichtung ist etwa 20° schwächer gegen die Horizontale geneigt, als der jetzigen Inklinationsrichtung entspricht. J. Bartels.

H. Reich. Über eine magnetische Anomalie am Lebasee in Ostpommern. ZS. f. Geophys. 6, 207—216, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

A. v. Gernet-Reval. Die Ergebnisse der magnetischen Messungen in der Ostsee in den Jahren 1924—1929. ZS. f. Geophys. 6, 216—220, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

Kyrill Popoff. Erdmagnetische Messungen in Bulgarien, Mazedonien, Trazien und in der Dobrudja. ZS. f. Geophys. 6, 221—224, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

L. Palazzo. Einige Bemerkungen über erdmagnetische Messungen, welche in Feodossia ausgeführt wurden. ZS. f. Geophys. 6, 225—227, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

Friedr. Schuh. Die geologische Bedeutung der Schaffung einer Isanomalenkarte der magnetischen Vertikaintensität von Deutschland. ZS. f. Geophys. 6, 235—248, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

D. La Cour. Une modification de l'enregistreur à marche rapide et à petite consommation de papier de Ad. Schmidt pour l'application aux stations de l'Année Polaire 1932—1933. ZS. f. Geophys. 6, 255—258, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

Scheel.

J. Egedal. Über die Herleitung des Potentials des täglichen erdmagnetischen Variationsfeldes. ZS. f. Geophys. 6, 263—265, 1930, Nr. 4/7
(Ad. Schmidt-Festschrift). Scheel.

H. E. Mc Comb and A. K. Ludy. Temperature-Compensation and adjustment of magnetic variometers. Terr. Magnetism 35, 29—34, 1930, Nr. 1. Ein Horizontalintensitäts-Variometer vom Typ Schulze wurde im Magnetischen Observatorium Tucson (Arizona) aufgestellt. Die Quarzfadenaufhängung wird ausführlich beschrieben; das obere Ende des Fadens wurde rechtwinklig umgebogen und in entsprechenden Nuten mit Schellack befestigt. Auf diese Weise soll vermieden werden, daß der Faden nachträglich in der Aufhängung gleitet. Die Temperaturkompensation mittels eines Hilfsmagnets wurde auf ihre Wirksamkeit geprüft. J. Bartels.

S. Chapman. A note on two apparent large temporary local magnetic disturbances possibly connected with earthquakes. Terr. Magnetism 35, 81—83, 1930, Nr. 2. Zwei Berichte von Schiffen über langandauernde Ablenkungen der Kompassse um mehrere Grade zur Zeit von Erdbeben werden mitgeteilt. Der Verf. bespricht die Möglichkeit für die Beobachtung derartig großer vorübergehender lokaler magnetischer Störungen. J. Bartels.

G. Fanslau. Was sagen uns die Parameter eines Magneten? ZS. f. Geophys. 6, 258—262, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Es wird gezeigt, in welcher Beziehung die Parameter eines Magnets, d. h. die Entwicklungskoeffizienten seines Potentials nach Kugelfunktionen zu der Volummagnetisierung in seinem Inneren stehen. Zunächst erhält man aus den Parametern nur gewisse Mittelwerte über die Volummagnetisierung; der Verf. deutet einen Weg an, wie man durch Unterteilung des Magnets Näheres über die Volumverteilung der Magnetisierung selbst erfahren kann. F. Bloch.

T. F. Connolly. A portable standard compass. Journ. scient. instr. 7, 211—216, 1930, Nr. 7. Es wird ein tragbarer Normalkompaß beschrieben, der von E. R. Watts & Son, London, gebaut wird, dessen aus mehreren Stabmagneten bestehendes Magnetsystem im Inneren eines leichten, mit Fadenkreuz versehenen, schwach vergrößernden Beobachtungsrohres untergebracht ist. Dieses Rohr liegt in den V-förmig ausgebildeten Enden eines Gabelgehänges und kann leicht umgelegt werden. Das Gehänge stützt sich mit einem Achathütchen auf eine Platiniridiumspitze. Letztere ist an einer Art Galgen befestigt, der mit dem Schutzgehäuse des Magnetsystems um eine vertikale Achse drehbar in dem mit drei Einstellschrauben versehenen Untergestell gelagert ist. Das bewegliche System wiegt insgesamt nur 15,6 g. Da die Kollimationsfehler sich durch Umlegen des Magnetrohres herausheben, soll bei genügend kräftigen Stabmagneten es möglich sein, die Beobachtungsfehler kleiner als $\pm 1'$ zu halten. W. Keil.

H. Labrouste et Mme Labrouste. Relation entre certaines composantes périodiques de l'activité solaire et de l'amplitude diurne de la déclinaison magnétique. C. R. 191, 149—151, 1930, Nr. 3. Mit Hilfe von Glättungsverfahren, die die Verff. entwickelt haben, werden einzelne Perioden in den Sonnenfleckenzahlen und in der täglichen Amplitude der magnetischen Deklination in Val Joyeux isoliert. Die elfjährige Periode der Deklinationsamplitude selbst, sowie ihres jährlichen Gangs stimmt gut zur elfjährigen Fleckenperiode. Im Jahre 1916 läßt sich auch die 27tägige Periode der Sonnenflecken und der Deklinationsamplitude gut in den beigefügten Figuren erkennen. J. Bartels.

E. Gehlisch. Forschungsmethoden über den Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckentätigkeit und den erdmagnetischen Störungen. ZS. f. Geophys. 6, 271—284, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Im Anschluß an eine zusammenfassende Darstellung älterer Arbeiten wird gefordert, daß sich die künftige Forschung auf andere als statistische Methoden stützen müsse. Es wird empfohlen, solche Flecke auszusuchen, die sich ganz allein auf der Sonne befinden.

J. Bartels.

S. Chapman. Cosmical Magnetic Phenomena. Nature 124, 19—26, 1929, Nr. 3114. (Supplement.)

H. Ebert.

I. S. Bowen. The Presence of Neutral Oxygen in the Gaseous Nebulae. Phys. Rev. (2) 36, 600, 1930, Nr. 3. Der Übergang $^1D - ^1S$ des Sauerstoffspektrums tritt im Nordlicht auf, während $^3P_2 - ^1D$ und $^3P_1 - ^1D$ nach der Termfestlegung von Frerichs in der Wrightschen Liste der Nebellinien vorhanden sind. Da es sich um Quadrupolstrahlung handelt (nachgewiesen von Frerichs und Campbell, S. 166), ist die Lebensdauer von 1D vor einem Übergang auf 3P viel größer als die von 1S vor dem Sprung auf 1D . Es erreichen weiter viel mehr Atome den 1D -Zustand, da zur direkten Anregung noch der Übergang von 1S aus hinzukommt. In den Bedingungen der Nebel ist die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen so groß, daß die Linienintensität stark durch die Zahl der den oberen Term erreichenden Atome bedingt wird, $^1D - ^1S$ ist also viel schwächer als $^3P - ^1D$. Daher wurden hier nur die beiden roten Linien beobachtet. Im Nordlicht dagegen verliert das 1D -Niveau seine Energie meist durch einen Stoß, bevor es strahlen kann. $^1D - ^1S$ als Singulettübergang hat eine Übergangswahrscheinlichkeit, die ihm eine beobachtbare Intensität verleiht. Daher beobachtet man hier nur die grüne Nordlichtlinie.

Ritschl.

A. Rubinowicz. Zum Zeeman-Effekt der grünen Nordlichtlinie. Naturwissensch. 18, 227, 1930, Nr. 10. Da die grüne Nordlichtlinie einem Übergang $^1S_0 - ^1D_2$ des Sauerstoffatoms entsprechen soll, muß die Linie im Falle ungestörter Atome einer Quadrupolstrahlung zugeschrieben werden. Ob jedoch auch unter laboratoriumsmäßigen Bedingungen diese Linie ihre Entstehung einer Quadrupolstrahlung verdankt oder aber durch äußere Störung bedingt ist, steht von vornherein nicht fest. Erst durch den Zeeman-Effekt kann die Frage entschieden werden. Verf. zeigt, daß die für eine Quadrupolstrahlung charakteristischen Erscheinungen nur beim transversalen Effekt auftreten. Bei der grünen Nordlichtlinie wäre — falls sie auch im Laboratorium einer Quadrupolstrahlung zuzuschreiben ist — bei der Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien ein π -Dublett mit normaler und ein σ -Dublett mit doppelter Aufspaltung zu erwarten.

H. Ebert.

Rudolf Frerichs. The singlet system of the oxygen arc spectrum and the origin of the green auroral line. Phys. Rev. (2) 36, 398—409, 1930, Nr. 3. Das Sauerstoffspektrum wird im Schumanngebiet mit einem Vakuumgitter-Spektrographen aufgenommen. Zwischen dem Entladungsrohr und dem Spektrographen befinden sich zwei Spalte, um möglichst gutes Vakuum in letzterem zu erhalten; der Raum zwischen beiden Spalten wird gesondert leergepumpt. Im Entladungsrohr wird entweder mit reinem Sauerstoff oder mit Sauerstoff-Edelgas-gemischen gearbeitet. Es wird das Hohlkathodenleuchten und die positive Säule benutzt. Durch Verwendung von He, Ne und Ar als Zusatzgas gelingt eine Trennung der Linien nach ihren oberen Termen, die Anhaltspunkte für ihre Einordnung liefert. In Ar kommen nur die Linien, deren oberes Niveau nicht mehr als

100000 Frequenzeinheiten über dem Grundterm liegt. In Ne und He erscheinen entsprechend mehr Linien angeregt. Die höchste Anregung wird erreicht in der Hohlkathodenentladung in reinem Sauerstoff, hier erscheinen auch die O_{II}-Linien. Die Einordnung der wichtigsten Terme wurde in einer früheren Arbeit gegeben (Phys. Rev. 34, 1239, 1929). Jetzt gelingt die vollständige Einordnung und die Festlegung der Seriengrenzen. Der tiefste Term ist ($2\ s^2\ 2\ p^6$) $2\ p\ ^3P$; dieselbe Konfiguration liefert noch 1D und 1S . Wird das $2\ p$ -Elektron angeregt, so entstehen Serien, die zu den Termen 4S , 2D und 2P des Ions gehen. Die Serie $2\ p\ ^1D_2 - (2D)\ n\ s\ ^1D_2$ wird bis zum fünften Glied verfolgt. Die Grenze ist nach Hund der $2D_{5/2}$ -Term. Die danach festgelegten Termwerte für die grüne Nordlichtlinie, 1D_2 und 1S_0 , stimmen mit den bisher hierfür aus anderen Schätzungen angegebenen Werten gut überein. Interkombinationen wurden nicht gefunden; auch nicht die Übergänge zwischen den tiefen Termen $^3P_{2,1} - ^1D_2$, die bei 6299 und 6363 Å.-E. zu erwarten wären. Diese sind inzwischen von Paschen beobachtet worden. Der Term ($2\ s\ 2\ p^6$) 3P liegt an der nach dem Gesetz der irregulären Dubletts für sauerstoffähnliche Spektren zu erwartenden Stelle. *Ritschl.*

F. Paschen. Zur Kenntnis des Sauerstoff-Spektrums O I. Naturwissensch. 18, 752, 1930, Nr. 34. Die nach der Frerichsschen Termordnung von OI bei 6300 und 6363 Å.-E. zu erwartenden roten Sauerstofflinien findet der Verf. auf Aufnahmen von J. J. Hopfield genau an den richtigen Stellen; außerdem ist auch der Übergang $2\ p\ ^3P_0 - 2\ p\ ^1D_2$ bei 6391,0 Å.-E. deutlich vorhanden. Die Hopfieldschen Aufnahmen waren in der positiven Säule einer Gasentladung in reinem Sauerstoff bei kondensierter Entladung gemacht worden. Die beiden Linien $^3P_{12} - ^1D_2$ treten auch in der Wrightschen Liste der Nebellinien auf. *Ritschl.*

L. A. Sommer. Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel. Naturwissensch. 18, 752, 1930, Nr. 34. Bei der Untersuchung des Nachthimmelleuchtens fand der Verf. zwei rote Linien mit den Wellenlängen 6300 und 6363 Å.-E. Diese Linien sind wahrscheinlich die Übergänge $2\ p\ ^3P_2 - 2\ p\ ^1D_2$ und $2\ p\ ^3P_1 - 2\ p\ ^1D_2$ des Spektrums von OI, dessen Terme durch Frerichs festgelegt wurden. Aus der Lage des Terms $2\ p\ ^1D_2$ folgt für die Dissoziationsarbeit des Sauerstoffmoleküls $5,09 \pm 0,01$ Volt (Bandenkonvergenz der Runge-Lyman-Banden: 7,05 Volt). *Ritschl.*

Rudolf Frerichs and J. S. Campbell. Experimental Evidence for the Existence of Quadrupole Radiation. Phys. Rev. (2) 36, 151–152, 1930, Nr. 1. Im Anschluß an McLennan wird angenommen, daß die grüne Nordlichtlinie 5577 Å durch den verbotenen Übergang von 1D_2 nach 1S_0 bei OI entsteht. Faßt man diese Linie als Quadrupolstrahlung auf, so muß sie nach Rubinowicz beim Zeeman-Effekt Komponenten zeigen, die den Übergängen $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$ entsprechen. Die experimentellen Untersuchungen der Verf. ergeben Resultate in guter Übereinstimmung mit der Theorie von Rubinowicz. *Sauter.*

E. O. Hulbert. On the ultraviolet light theory aurorae and magnetic storms. Phys. Rev. (2) 34, 344–351, 1929, Nr. 2. Der Verf. bespricht einige Einzelheiten der von ihm und Maris kurze Zeit vorher in der gleichen Zeitschrift entwickelten Ultraviolet-Lichttheorie der Nordlichter und magnetischen Stürme. Diese erklärt die Tatsachen, daß infolge der Winde und der ungewöhnlichen Ionenproduktion das ionisierte Gebiet der hohen Atmosphäre während des Tages bei einem magnetischen Sturm in lebhafter Bewegung ist, die sich des Nachts beruhigt und wieder in neue Unruhe gerät, wenn am nächsten Tage der Sturm sich fortsetzt. Ferner, daß Nordlichterscheinungen in Polarregionen ohne magnetische

Stürme auftreten können, daß aber die Nordlichterscheinung in gemäßigten Breiten regelmäßig von magnetischen Stürmen begleitet ist. Weiterhin, daß die Nordlichterscheinung einige Stunden oder einen Tag nach der Beobachtung starker magnetischer Unruhe in den gemäßigten Breiten auftritt. *Fritz Albrecht.*

W. J. Rooney and O. H. Gish. Earth-resistivity survey at Huancayo, Peru. *Terr. Magnetism.* 35, 61—72, 1930, Nr. 2. In der Nähe von Observatorien, an denen das Potential des Erdstroms registriert wird, muß der durchschnittliche Erdwiderstand bestimmt werden. Dafür haben die Verff. Methoden entwickelt, die sie in der Nähe von Huancayo auf einem Gelände von etwa 25 km² in zahlreichen Einzelaufnahmen anwendeten. Der spezifische Widerstand des untersuchten Bodens liegt zwischen 1500 und 115000 Ohm/cm, je nach der Natur der Decksschicht. Die Mittelwerte nähern sich etwa 10000 Ohm/cm, wenn die Erde bis zu 200 bis 300 m Tiefe in die Messungen einbezogen wird. Dieses Ergebnis ist typisch für Sedimentgestein im Untergrund. Die jahreszeitliche Schwankung ist klein und im Mittel geringer als 1 %. Nur für ganz kleine Elektrodenabstände von wenigen Meter nimmt der Widerstand in der Regenzeit merklich ab. In Huancayo sind zwei völlig getrennte Kabelsysteme vorhanden; beide zeigen der Form nach ähnliche tägliche Gänge, aber auf der von Osten nach Westen verlaufenden Linie des einen Systems ist die Amplitude 75 % größer als auf der anderen. Tatsächlich ergab sich auf dieser Linie ein begrenztes Gebiet hohen Widerstandes (38000 Ohm/cm bei 100 m Elektrodenabstand), wodurch sich der hohe Potentialgradient erklärt. Der Widerstand war vom Azimut der Vermessungslinie unabhängig. Die Apparatur arbeitete befriedigend. *J. Bartels.*

Arnaldo Belluigi. Amplificatori geometrici di piccole deformazioni di linee di corrente in un suolo artificialmente elettrizzato. *Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys.* 1, 137—140, 1930, Nr. 2. Der Autor gibt die Theorie eines geometrischen „Amplifiers“, der die kleinen Deformationen der Stromlinien in einem künstlich elektrisierten Boden erkennen lassen soll. Diese Linien werden derzeit empirisch benutzt und können für die Interpretation des geoelektrischen Reliefs von großem Vorteil sein. *Scheel.*

Max Müller. Das Magnetfeld einer elektrischen Strömung im anisotropen leitenden Halbraum. *ZS. f. Geophys.* 4, 258—259, 1928, Nr. 5. Es wird ein kurzer Überblick über zwei Arbeiten gegeben, von denen die eine ein quantitives elektromagnetisches Meßverfahren zur Bestimmung der Tiefe und des Einfalles von Erzgängen behandelt (Messung von drei zueinander senkrechten Komponenten des Magnetfeldes von wechselstromdurchflossenen Erdschichten; Ablesung am Zeigergalvanometer, nicht wie bisher, durch Ermittlung des Tonminimums). Die zweite Arbeit, über die ebenfalls eine sehr gedrängte Übersicht gebracht wird, behandelt die Berechnung und Deutung gewisser idealisierter Fälle. *R. Bock.*

S. Krütschkow. Die Bedingungen der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in der Erdatmosphäre. *Journ. appl. Phys.* 7, 61—80, 1930, Nr. 3. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Die Resultate der Untersuchungen verschiedener Autoren lassen uns sehen, daß die oberen Schichten der Erdatmosphäre aus Sauerstoff, Stickstoff und Helium gebildet sind. Ein gewisser Teil der Sauerstoffmoleküle scheint in der Gegend, wo das Polarlicht auftritt (in der Höhe 80 bis 130 km) in Atome dissoziert zu sein. Die spektroskopische Untersuchung des nächtlichen Leuchtens des Himmels bestätigt das Vorhandensein einer solchen Dissoziation. Nach einer Diskussion verschiedener

Theorien erweist es sich, daß die Temperaturen in der freien Atmosphäre nicht bestimmt festzustellen sind. Als mögliche Temperaturen sind folgende angenommen: 180° , 190° , 200° , 210° , 220° , 300° abs., wobei als wahrscheinlichste 215 bis 300° abs. erscheinen. Die Berechnungen nach verschiedenen Formeln führen zum Schluß, daß von den Höhen 102 bis 138 km an eine volle Dissoziation der Sauerstoffmoleküle stattfindet. Das Gesagte wird durch die Resultate der spektroskopischen Untersuchungen des Polarlichtes gestützt. Die nach den Formeln berechnete Elektronenkonzentration erreicht ihre Maximalgröße (ungefähr $3 \cdot 10^6$ Elektronen in 1 cm^3) in den Höhen 113 bis 168 km. Eine solche Elektronenkonzentration widerspricht nicht den Resultaten der Beobachtungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. Die berechneten Höhen der Heavisideschicht widersprechen nicht den Ergebnissen der Versuche. Diese Höhen schwanken je nach der Länge der Welle, dem Ausgangswinkel der Welle und der Wahl der Temperatur der Stratosphäre von 87 bis 168 km.

Scheel.

Balth. van der Pol und K. F. Niessen. Über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über eine ebene Erde. Ann. d. Phys. (5) 6, 273—294, 1930, Nr. 3. Sommerfelds allgemeine Formel für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über eine ebene Erde wird auf operatorischem Wege in eine andere, ebenfalls exakte Formel übergeführt, die sich für den praktischen Gebrauch besser eignet. Als Sonderfall wird daraus für eine gut leitende Erde die bekannte ϱ -Formel von Sommerfeld abgeleitet, sowie die zweite Näherung für diese Formel berechnet.

Sauter.

T. L. Eckersley. Recombination of Electrons and Positive Ions in the Upper Atmosphere. Nature 125, 669—670, 1930, Nr. 3157. Die Methode arbeitet mit Radiokurzwellenmessungen nach Sonnenuntergang. Für jeden Wellenstrahl einer bestimmten Frequenz v gibt es einen größten Winkel, unter dem er noch von der oberen Schicht nach der Erde reflektiert werden kann. Dieser Grenzwinkel hängt ab von der Anzahl der freien Elektronen in der oberen Schicht. Er ist zu bestimmen durch die Anzahl der Abbildungen, die ein von einer Station ausgesandter kurzer Impuls auf einer entfernten Empfängerstation erfährt. Setzt man die aus diesem Grenzwinkel zu bestimmende Elektronendichte in der oberen Schicht in Beziehung zu der Zeit nach Sonnenuntergang, so erhält man eine Abnahme nach einer e -Funktion, aus der sich ein Wiedervereinigungskoeffizient von $a = 8,75 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{sec}$ berechnen lässt. Die beobachtete Wiedervereinigung findet in einer Höhe von 340 km bei einem unbekannten Luftdruck statt. Das mittlere freie Leben eines Elektrons zwischen Ionisation und Wiedereinfangung ist ungefähr fünf Stunden. Nimmt man eine Temperatur von 300° abs. an, so legt das Elektron in dieser Zeit $2 \cdot 10^6$ km zurück und erleidet ungefähr 120 Zusammenstöße.

Albrecht.

E. V. Appleton. Some notes on wireless methods of investigating the electrical structure of the upper atmosphere. II. Proc. Phys. Soc. 42, 321—339, 1930, Nr. 234. Die Interferenzerscheinungen bei bewegtem Sender (Flugzeug), die von Mirick und Hentschel beobachtet wurden, werden eingordnet in die Reihe der Methoden zur Bestimmung der äquivalenten Höhe der ionisierten Schicht, die im ersten Teil der Arbeit (Phys. Ber. 10, 915, 1929) untersucht wurden. Durch Lösung einer Abelschen Integralgleichung läßt sich die tatsächlich erreichte Höhe über dem Erdboden für jede Frequenz berechnen, wenn die Abhängigkeit der äquivalenten Höhe von der Frequenz bekannt ist. Eine Reihe neuer Bestimmungen der äquivalenten Höhe nach verschiedenen Methoden werden diskutiert. Es ergeben sich zwei ionisierte Schichten in der Atmosphäre, die als E -Region (in etwa 100 km Höhe) und F -Region (in etwa

225 km Höhe) bezeichnet werden. Die *F*-Region wurde schon bei den früheren Versuchen mit 400 m-Wellen gefunden; diese durchdringen in den letzten Stunden vor der Morgendämmerung die *E*-Region und werden dann an der *F*-Region reflektiert. 100 m-Wellen durchdringen die *E*-Schicht in allen Nächten und auch an den meisten Tagen; nur bei genügend starker Ionisation werden sie tagsüber an der *E*-Schicht reflektiert. Änderungen in der Ionisationsstärke der unteren Schicht können rasche Höhenverschiebungen der darüberliegenden Schicht vortäuschen; die abnorm großen Höhen der reflektierenden Schicht, die Hafstad und Tuve während eines magnetischen Sturms mit 70 m-Wellen erhielten, und die von Maris und Hulbert als reell angesprochen wurden, werden von Appleton mit verstärkter Ionisation der *E*-Schicht erklärt. Dazu stimmt die Beobachtung, daß die 70 m-Wellen während dieses magnetischen Sturms auch zum Teil an der *E*-Schicht reflektiert wurden, was sonst nicht beobachtet wurde. Bei Sonnenaufgang verschiebt sich nicht die Höhenlage der *E*-Schicht, die Sonnenstrahlung erhöht vielmehr nur die Ionisation und verschärft die Grenze der brechenden Schicht. Einige anschauliche photographische Registrierungen nach der Frequenzänderungsmethode werden reproduziert; sie zeigen plötzliche Übergänge von der Reflexion in der *F*-Schicht zur Reflexion an der *E*-Schicht, ferner je ein Beispiel für „phase-fading“ und für doppelte Reflexion.

J. Bartels.

E. V. Appleton and J. A. Ratcliffe. Some simultaneous Observations on Downcoming Wireless waves. Proc. Roy. Soc. London (A) 128, 133—158, 1930, Nr. 807. Die Arbeit beschäftigt sich mit den an der Heavisideschicht reflektierten Wellen und bestimmt die Reflexionshöhen und den Reflexionskoeffizienten der ionisierten Schicht. Die Empfangsstationen waren in verschiedenen Entfernungen vom Sender (131, 91 und 18 km) in einer möglichst geraden Linie angeordnet. Gearbeitet wurde mit 400 bzw. 410, 212 und 300 m Wellenlänge. Die Meßmethode ist in früheren Arbeiten beschrieben [Proc. Roy. Soc. London (A) 109, 621, 1925; 113, 450, 1926; 115, 291, 1927; 126, 542, 1930]. Vor Sonnenaufgang erfolgten die Reflexionen aus einer höheren als der Heavisideschicht (*E*-Zone), nämlich aus einer in mehr als 200 km Höhe gelegenen *F*-Zone. Um Sonnenaufgang herum erfolgte dann eine plötzliche Rekombination der *E*-Zone, d. h. also, die Reflexionen erfolgten aus weniger als 100 km Höhe. Die beobachteten Höhen waren ziemlich unabhängig von der Lage der Beobachtungsstationen. Theoretisch hätte der Reflexionskoeffizient sich mit dem Einfallswinkel, also mit dem Abstand Sender—Empfänger, ändern müssen. Das wurde jedoch nicht beobachtet. Die Verff. schließen daraus auf die Existenz einer in noch geringerer Höhe als die *E*-Zone sich befindenden Absorptionsschicht. Die zugrunde liegenden Meßpunkte werden ausführlich mitgeteilt und besprochen.

Blechschmidt.

Buth. Das Wünschelrutenproblem — ein elektrisch-physiologischer Vorgang. Elektrot. ZS. 51, 1171—1172, 1930, Nr. 33. Verf. stellt auf Grund eigener Versuche eine Hypothese auf, wonach im Erdboden sickerndes Wasser ein elektrostatisches Feld in der darüber befindlichen Luft erzeugt. Kreuzt man mit der Wünschelrute dieses Feld, so fließt ein Ladestrom in den menschlichen Körper, der eine Kontraktion der Handmuskeln und damit einen Ausschlag der Wünschelrute bewirkt. Auch elektrostatische Felder, die durch elektrische Kabel oder durch Hochspannungs-Freileitungen erzeugt werden, kann man mit der Wünschelrute nachweisen.

Geyger.

Rudolf Steinmauer. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 72, Registrierbeobachtungen der Schwankungen

der Hessischen kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnbliek (3100 m) im Juli 1929. Wiener Anz. 1930, S. 147—148, Nr. 15. Registrierbeobachtungen der Höhenstrahlung mit drei Kolhörsterapparaten wurden auf dem Sonnbliek (3100 m) im Juli 1929 teils im oben offenen Halbpanzer, teils im vollständig geschlossenen 7 cm dicken Eisenpanzer ausgeführt und ergaben: 1. Kleine, nur wenig die Fehlern Grenze überschreitende unregelmäßige Intensitätschwankungen ohne tägliche Periode. 2. Bei Differenzbildung der Gesamtmittelwerte für Halb- und Vollpanzer (Apparat III) im wesentlichen die bekannte Sternzeitperiode. 3. Diese scheint also nur dem weichsten Strahlungsanteil zuzukommen. 4. „Schwankungen zweiter Art“ zeigten sich deutlich. 5. Der Barometereffekt beträgt für Halb- bzw. Vollpanzer $-7,3$ bzw. $-4,8\text{ \%}/\text{cm Hg}$, woraus sich der Massenabsorptionskoeffizient zu $5,15$ bzw. $3,68 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ für Luft berechnet. 6. Die Tagwerte liegen 1 \% über den Nachtwerten, bei Gewitter war die Strahlungsintensität um 3 bzw. $1,9\text{ \%}$ im Halb- bzw. Vollpanzer erhöht. 7. Zwei unter denselben Bedingungen gleichzeitig nebeneinander laufende Apparate zeigen in den Einzelwerten keinen parallelen Gang.

Kolhörster.

F. Lindholm. Registrierbeobachtungen der Hessischen Ultrastrahlung auf Muottas-Muraigl (2456). III. Mitteilung. Gerlands Beitr. 26, 416—439, 1930, Nr. 4. Weitere Registrierungen der Höhenstrahlungsintensität auf Muottas-Muraigl (2456 m ü. M.) im Winter 1929 ergeben: 1. Bei 40° Öffnung des Bleipanzers eine tägliche Periode (Minimum 3 und 8 Uhr, Maximum 15 Uhr MEZ, maximale Schwankung 2 \%). 2. Die Winterwerte liegen über den Sommerwerten. 3. Der Barometereffekt beträgt $-4,9\text{ \%}/\text{cm Hg}$. „Die Beziehung zwischen Intensität und Luftdruck ist keine ganz konstante und einfache.“ 4. Eine tägliche Periode ist bei voller 10 cm-Pb -Abschirmung nicht sicher feststellbar. 5. Eine jährliche Änderung tritt wie bei der weichen Komponente auf. 6. Der Barometereffekt beträgt bei der 10 cm-Pb -Filterung $-3,8\text{ \%}/\text{cm Hg}$ im Mittel. 7. Eine Sternzeitperiode ist nicht feststellbar, weder bei vollem noch bei 40° geöffnetem Bleipanzer. 8. Auch die Differenzkurven zeigen keine Sternzeitperiode. (Vgl. E. Steinke, Phys. ZS. 80, 770, 1929; Axel Corlin, Nature 126, 57, 1930; R. Steinmauer, Wiener Anz. 1930, S. 147, Nr. 15.)

Kolhörster.

R. A. Millikan and G. H. Cameron. New results on cosmic rays. From the Smithsonian Report for 1928, S. 213—231, 1929. Die vorliegende Arbeit ist eine Zusammenfassung und neuerliche Veröffentlichung früherer, hier bereits besprochener Artikel derselben Verff. aus den Jahren 1928 und 1929 [Nature Nr. 3036. Januar 1928, Phys. Rev. (2) 31, 163, 1928 u. a.], in welchen die Versuche der Verff. in den bolivianischen Anden sowie in den Bergseen Kaliforniens behandelt werden. Zum Schlusse werden die Argumente nochmals angeführt, welche dafür sprechen, daß die kosmischen Ultrastrahlen (Höhenstrahlen) ihren Ursprung im interstellaren Weltenraum haben. Die Einleitung bildet die aus dem zitierten „Nature“-Artikel entnommene, sehr subjektiv gefärbte und seither wiederholt von europäischen Forschern kritisierte Darstellung der Geschichte der Entdeckung der Ultrastrahlung.

V. F. Hess.

R. A. Millikan and I. S. Bowen. The significance of recent cosmic-ray experiments. Proc. Nat. Acad. Amer. 16, 421—425, 1930, Nr. 6. Die Ausführungen der Verff. berufen sich auf (auch in der vorliegenden Arbeit nicht zahlenmäßig publizierte) Messungen der Absorption der kosmischen Ultrastrahlung (Höhenstrahlung) von Millikan und Cameron in Bergseen, ferner auf noch unveröffentlichte Messungen des Absorptionskoeffizienten der γ -Strahlen im

Wasser von Bergseen sowie auf ebensolche Laboratoriumsversuche von Chao (Proc. Amer. Nat. Acad. **16**, 426, 1930) und auf die Resultate der Koinzidenzzählversuche von Bothe und Kolhörster. Die Verff. erklären nun, im Gem-Lake eine ähnliche harte Komponente der Ultrastrahlung bis in Tiefen von 100 m festgestellt zu haben, wie Regener im Bodensee. Sie finden ferner, daß die Absorptionskurve in großer Höhe steiler verläuft, was nach der Klein-Nishina-schen Formel (nicht aber nach der Diracschen Formel) zu erwarten sei, wenn man annimmt, daß der Hauptanteil der Ultrastrahlung durch Bildung von Helium-Atomen aus Wasserstoffkernen entstehe. Die weichste Komponente der Ultrastrahlung ist noch fünfmal durchdringender als die harte γ -Strahlung von ThC' ; das Verhältnis der Energie dieser Strahlung zu der der weichsten Komponente der Ultrastrahlung wird von der Klein-Nishina-Formel der Größenordnung nach richtig wiedergegeben. Die Verff. kommen zum Ergebnis, daß die Ultrastrahlung primär höchstwahrscheinlich doch Wellenstrahlung und nicht Korpuskulärstrahlung sei. Dafür sprächen vor allem die Existenz der wohldefinierten Komponenten, wie sie in der Absorptionskurve erscheinen, dann die Energieverhältnisse und endlich die Unabhängigkeit der Intensität der Ultrastrahlung von der Richtung und von der geographischen Breite. Man müsse also bei der Ultrastrahlung an Photonen denken, deren Energie aus Massendefiziten bei der in den Tiefen des Weltenraumes vor sich gehenden Bildung von schwereren Atomen aus H-Kernen oder aus der Umwandlung (Vernichtung) der Masse von Photonen in Strahlung stamme. Wenn solche Photonen Materie durchdringen, so werden durch Comptonprozesse Elektronen ausgelöst, deren Energie ungefähr 50 % der Primärenergie des Photons betragen kann, und diese hochgeschwinden Elektronen seien es, welche die Koinzidenzen bei den Zählversuchen von Bothe und Kolhörster sowie Curtiss verursachen. Die einzige Bedeutung der letztgenannten Versuche liege also darin, gezeigt zu haben, daß hier Ultra- β -Strahlen (Elektronen) entstehen, welche ein Durchdringungsvermögen von gleicher Größenordnung besitzen wie die primären Quanten (Ultra- γ -Strahlen). Erst, wenn man bei diesen Elektronen Energien von beträchtlich mehr als 500 Millionen e-Volt feststellen würde, müßte die Hypothese der Atombildung im Interstellarraum als Ursache der Ultrastrahlung aufgegeben werden.

V. F. Hess.

E. Regener. Über die Absorption der Höhenstrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **11**, 27–28, 1930, Nr. 2. Die Existenz der im Herbst 1928 gefundenen ultraharten Komponenten der durchdringenden Höhenstrahlung ($\mu = 1,8 \cdot 10^{-4}/\text{cm H}_2\text{O}$, für senkrechte Inzidenz gerechnet, vgl. Naturwissenschaft. **17**, 183, 1929) ist durch weitere Messungen im Winter 1929/30 sichergestellt worden. Der Registrierapparat befand sich dabei im Innern eines 2,5 m im Durchmesser haltenden Kessels, der, mit Wasser von der Oberfläche des Sees gefüllt, in die verschiedenen Wassertiefen, bis 237 m, versenkt wurde. Die Wasserschicht im Kessel schützte dabei den Registrierapparat vor der Einwirkung einer eventuellen Radioaktivität des äußeren Wassers in den verschiedenen Tiefen. Die erhaltene Absorptionskurve stimmt mit der von 1928 sehr gut überein, nur die Restionisation war diesmal etwas höher. Die früheren Messungen waren also durch eine eventuell wechselnde Radioaktivität des Seewassers nicht beeinflußt. Besondere Messungen zeigten, daß die Radioaktivität des Bodenseewassers sehr klein ist, diejenige von destilliertem Wasser nicht übersteigt.

Scheel.

C. Dorno. Beitrag zur Erklärung des „Barometereffektes“ der Ultrastrahlung. Gerlands Beitr. **26**, 395–401, 1930, Nr. 4. Es wird gezeigt, daß eine Übereinstimmung des Höhen- und des Barometereffektes (Intensitätsänderung der

Höhenstrahlung mit der Höhe bzw. dem Barometerstand) nur in einer homogenen Atmosphäre möglich ist. So kommt Verf. zu dem Schluß, daß die Höhenstrahlung, wenn sie in getrennten Spektralgebieten über längere Zeit hinweg am gleichen Ort und, nach Möglichkeit gut verteilt nach geographischer Breite und Meereshöhe, an etwa sechs Orten einheitlich und systematisch registriert wird, mehr noch als bisher die durchfallende Sonnenstrahlung. Aufschlüsse geben wird über die Variationen der chemischen und physikalischen Struktur der Atmosphäre über den verschiedenen Erdzonen und in Abhängigkeit von der Witterung. Es könnten noch kosmische, insbesondere solare Einflüsse erfaßt werden.

H. Ebert.

E. Steinke. Über Schwankungen und Barometereffekt der kosmischen Ultrastrahlung im Meeresniveau. ZS. f. Phys. 64, 48–63, 1930, Nr. 1/2. Umfangreiche Registrierungen des Verf. (im Jahre 1929 sind 20 Meßreihen mit 3500 Registrierstunden teils mit allseitig geschlossenem Eisenpanzer von 12 cm Dicke, teils mit in der Mitte geöffnetem Panzer durchgeführt) ergeben Erklärungsmöglichkeiten über die Ursache der Intensitätsschwankungen der kosmischen Ultrastrahlung. Die Registriermethode ist verbessert und als Kompensationsmethode durchgebildet (Phys. Ber. S. 708). Die statistische Verwertung zeigt, neben zufälligen Strahlungsschwankungen, noch andere, teils periodische, teils unperiodische Intensitätsschwankungen, die sich zum Teil schwer voneinander trennen lassen. Es sind dies Schwankungen spiegelbildlich zum Barometerstand (Barometereffekt), periodische Schwankungen mit der Jahres- sowohl wie Tageszeit, unregelmäßige Intensitätsänderungen über längere Zeiträume aus unbekannter Ursache und endlich periodische Schwankungen nach Sternzeit. Nach Erörterungen der über den Barometereffekt von anderen Autoren geäußerten Meinungen kommt Verf. zu dem vorläufigen Schluß, daß der Barometereffekt einheitlich ist und die Gründe für das scheinbare Variieren des Effektes den Schwankungen anderer Art zuzuschreiben sind. Damit ergibt sich die Größe des einheitlichen Barometereffektes im Mittel zu 2,03 bzw. 2,73 % für die Messung mit allseitig geschlossenem bzw. mit teilweise geöffnetem Panzer und zu 8,9% für die Mehrstrahlung. Verf. deutet den Barometereffekt im Mittel als Absorptionseffekt; die Variationen sind, wie bereits oben gesagt, Schwankungen anderer Art zuzuschreiben. Verf. glaubt mit seinen Beobachtungen den endgültigen Beweis für eine sternzeitliche Periode der Strahlungsschwankungen und damit für die kosmische Natur der Strahlung gegeben zu haben. Zu der Frage nach der physikalischen Natur der Strahlung betont Verf., daß er den Bothe-Kolhörsterschen Versuch, gerade weil er in dem recht komplizierten Übergangsgebiet Luft – Gold ausgeführt wurde, noch nicht als beweisend für die korpuskulare Natur der primären Höhenstrahlung ansehen kann, besonders, da nach Strömerschen Rechnungen für eine Strahlung von etwa 10^9 Volt Energie der Ausschließungsraum noch rund 20 000 km Durchmesser haben müßte, also durchaus noch vergleichbar mit den Erddimensionen wäre.

H. Ebert.

Axel Corlin. Variations with Sideral Time in the Intensity of the Cosmic Ultra-Radiation. Nature 126, 57–58, 1930, Nr. 3167. Verf. berichtet kurz über die in Abisko in Nordschweden ausgeführten Messungen der kosmischen Ultrastrahlung und stellt in einer Figur die Sternzeitkurven für die Zeit: 13. November bis 1. Dezember, 1. Dezember bis 16. Dezember, 16. Dezember 1929 bis 1. Januar 1930 und 1. Januar bis 13. Januar 1930, sowie für die ganze Zeit 13. November bis 16. Dezember 1929 zusammen. Die vier ersten Kurven haben entgegengesetzten Verlauf; die Sternzeitkurve der Zeit 13. November bis 16. Dezember sowie die der ganzen Zeit stimmt aber mit den Sternzeitkurven anderer Forscher

durchaus überein. Es wird geschlossen, daß die wohlbekannte Sternzeitkurve, wenn auch durch andere Schwankungen oft vorgetäuscht, stets wiederkehrt und bei längerer Beobachtung stets vorherrscht. In einer zweiten Figur stellt Verf. die Mittelwerte der als „offen“ bezeichneten drei Kurven von Lindholm in Gerlands Beitr. 22, 141, 1930, Fig. 3, zusammen und vergleicht sie mit der Sternzeitkurve von Steinke für November 1926.

Steinke.

Werner Kolhörster. Das Potsdamer Höhenstrahlungslaboratorium Berl. Ber. 1930, S. 395—397, Nr. 20. Auf dem Gelände des Meteorologisch-magnetischen Observatoriums Potsdam wurde aus Mitteln der Preußischen Akademie der Wissenschaften ein Laboratorium für Höhenstrahlungsmessungen errichtet. Zu dem eingeschossigen, möglichst leicht gehaltenen Holzbau wurden nur Materialien verwendet, die keine oder fast keine Eigenstrahlung aufwiesen. Experimentier- und Registrierraum stehen auf einem Eisenbetonpanzer von 68,6 Tonnen Gewicht, 9 . 5,4 m² Fläche, 0,4 m Dicke, dessen Wasseräquivalent 140 cm beträgt. Die Erdstrahlung und ihre Schwankungen sind dadurch praktisch ausgeschlossen, und es ist ein Meßfeld von 1 . 5 m² geschaffen, das von Störstrahlungen weitgehend freigehalten werden kann. Das Laboratorium bietet Gelegenheit, unter jederzeit reproduzierbaren Bedingungen zu beobachten, was auch für Vergleich und Eichung verschiedener Instrumente besonders vorteilhaft ist. Die Ionisierungsstärke wird auf den Normalwert der Reststrahlung im „Großen Festsaal“ des Berlepschschachtes zu Staßfurt (406 m u. M.) bezogen.

Kolhörster.

G. M. Giannini. Radio echi atmosferici e spaziali. Cim. (N. S.) 7, CLXIX—CLXIX, 1930, Nr. 6. Bericht über die Radioechos atmosphärischen und kosmischen Ursprungs.

K. Przibram.

W. Kühl. Über die Form der Fernschallwelle. ZS. f. Geophys. 6, 358—361, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Die durch Sprengung erzeugte Schallwelle erleidet in der Atmosphäre erhebliche Formänderungen. Während die Wellen nahe der Sprengstelle im wesentlichen durch eine stark gedämpfte Sinuswelle dargestellt werden, kommt die entsprechende Form in mittlerer und großer Entfernung verhältnismäßig selten vor. Hier wird der Verlauf durch mehrfachen Ablauf einer Welle ohne merkliche Dämpfung dargestellt. Die Genauigkeit der jetzigen Empfangsapparate genügt durchaus, um das Wesentliche zu erkennen. Stenzel.

Tor Bergeron. Richtlinien einer dynamischen Klimatologie. Meteorol. ZS. 47, 246—262, 1930, Nr. 7. Die außertropische Klimatologie war früher meistens rein deskriptiv systematisierend. Ihr Gerippe bildeten Statistiken bzw. Verteilungskarten der einzelnen meteorologischen Elemente. Nur in tropischen und orographisch stark beeinflußten Ländern war es möglich, die stabilen Wettertypen als Gesamterscheinungen zu behandeln (Passat, Monsun, Föhn usw.). Eine Erneuerung der Klimatologie wird man durch Übertragung dieser Betrachtungsweise auf alle Breiten und klimatischen Erscheinungen erhalten. Man kann diese Art Klimatologie als „dynamisch“ oder „synthetisch“ bezeichnen. Um dynamische Klimatographie in den Breiten unperiodischen Wetterwechsels zu betreiben, muß man also wohldefinierte quasistationäre Wettertypen herauspräparieren. Dazu braucht man aber ein dynamisch-thermodynamisch möglichst durchdachtes Zirkulationsschema, zu dessen Aufstellung die Begriffe der Luftmassen (*M*) und Luftscheidenfronten (*F*) notwendig sind. Es gibt hinsichtlich ihrer Lebensgeschichte zwei Haupteinteilungsgründe aller troposphärischen Luftmassen: 1. Nach der rezenten Lebensgeschichte (letzte Tage und Stunden); sie wirkt auf die untersten Schichten,

bestimmt die Hydrometeore. 2. Nach der Lebensgeschichte längs der ganzen Bahn bis zur Quelle der M , d. i. diejenige stationäre Antizyklone, wo die M zum letzten Male verhältnismäßig lange verweilte. 1. Nach dem ersten allgemeinen relationalen und örtlich unabhängigen Einteilungsgrund sind vier Fälle möglich. M bewegt sich gegen kältere, wärmere, über thermisch unveränderte, thermisch unbekannte Unterlage. Es entsteht KM (Kaltluftmasse), WM (Wärmluftmasse), OM und XM . Die beiden letzteren sind von geringerer Bedeutung. KM ist unten instabil, stark turbulent, von mittlerer Feuchte. Flächen gleicher äquipotentieller Temperatur schräg, Entstehung sekundärer Fronten möglich. WM ist unten stabil, hohe Feuchte und laminare Strömung. Im Gegensatz zur KM Begünstigung der Bildung von Dunst, Nebel, Stratus. Horizontalisentropie, also normalerweise wenig sekundäre Fronten. Wichtig für die Charakterisierung der KM und WM also nicht Temperatur-, sondern vor allem Stabilitätsverhältnisse. Im Zusammenhang damit sind Beobachtungen über Trübung sehr wichtig zur Beurteilung des Charakters der M . 2. Das zweite Einteilungsprinzip setzt mehr oder weniger festgelegte Bahn bzw. Ursprung der M voraus. In der Hauptsache also: arktische Luft AL , subpolare Luft PL , subtropische Luft TL , äquatoriale Luft EL , maritime Luft mL , kontinentale Luft cL . Diese Einteilung ist absolut und geographisch; die verschiedenen M sind mehr oder weniger an den Absolutbeträgen ihrer konservativen Elemente, vor allem in der Höhe, kenntlich. Die erste Methode der M -Charakterisierung wird als Differentialmethode (indirekte Aerologie), die zweite als Integralmethode (indirekte Bahnverfolgung) bezeichnet. Für die Beobachter wird im allgemeinen nur die erste Methode zugänglich sein. Beide Einteilungsgründe dürfen, etwa bei der Aufstellung eines Luftkörperkalenders, nicht verwischt werden. Werden irgendwo in der Atmosphäre durch große Strömungsglieder Luftmassen verschiedener Geschichte gegeneinander bewegt, so werden die vorhandenen Übergänge zwischen den M zu Frontalzonen bzw. Hauptfronten verschärft. Von allen möglichen Bewegungsfeldern einer Flüssigkeit wirken nur die Deformationsfelder frontenbildend. Auf dem vom Verf. angegebenen Zirkulationsschema sind folgende Frontalzonen zu finden: 1. Florida—Bermuda—Azoren—Kanal bzw. Mittelmeer—Nordindien, die „temperierte“ oder „Polarfronten“. 2. Südgrönland—Jan Mayen—Bäreninsel—Nowaja Semlja, arktische Front. 3. Kamerun—Khartum, tropische Frontalzone = Tropikfront. Verf. analysiert die Köppenschen Windkarten nach den entwickelten Anschauungen und weist u. a. auf die Zusammenhänge zwischen der Lage der Fronten und der Entstehungsstätte der tropischen Orkane hin. Die Tropikfronten scheiden meistens die beiden Passate oder Passat und Monsun. Die aus den dynamisch-klimatologischen Arbeitsmethoden und Anschauungen gefundenen Resultate sind für das Verständnis des regulären Witterungsverlaufs und abnormaler Wettertypen und Jahreszeiten gleich bedeutungsvoll, wie an Beispielen gezeigt wird. Ein vollständigeres Zirkulationsschema wurde bisher nur für eine „mittlere Jahreszeit“ (etwa Oktober oder April) ausgearbeitet, und zwar mit folgenden vier Grundvorstellungen: 1. Die Erde ist nach etwas Verschiebung und Nichtbeachtung von Zentralasien von drei meridionalen Kontinentalzonen in gleichem Abstand voneinander durchzogen. 2. In der Zone zwischen 15° N und 15° S ist der Kontinent immer wärmer als das Meer. 3. Polwärts von 45° ist der Kontinent Oktober bis März kälter als die See. 4. Der Raum zwischen 30° N und S umfaßt schon die halbe Erdoberfläche. Polwärts der Polarkreise befinden sich nur noch 13% davon. Der Kreisprozeß des Wasserdampfes liefert den Hauptanteil der Energie in den Tropen, aber fast nichts im Polargebiet. Beide Zonen verhalten sich energetisch wie 10 : 1. Deshalb sind die Tropen für den Aufbau der stabilen troposphärischen Zirkulation maßgebend. Die Vorgänge in der arktischen Luft können nur auf die

instabile unperiodische Zirkulation erheblich einwirken. Aus den angegebenen Grundvoraussetzungen resultiert die Lage der Hochs und Tiefs. Neben diesen „Horizontalrädern“ erfolgt die Zirkulation aber auch noch in „Vertikalrädern“. Durch Kombination beider Arten von Rädern, die wesentlich aus troposphärischen Massen bestehen, wird eine dynamisch-thermodynamische Maschine aufgebaut, deren Räder mittels Frontalzonen und ihrer Zyklonalstörungen ineinander greifen.

Haurwitz.

Hans Ertel. Eine Methode zur Berechnung des Austauschkoeffizienten aus den Feinregistrierungen der turbulenten Schwankungen. Gerlands Beitr. 25, 279—289, 1930, Nr. 3/4. Es ist bis jetzt noch nicht möglich gewesen, den Austauschkoeffizienten, das charakteristische Maß der Turbulenz, direkt mit Hilfe von Feinregistrierungen der Schwankungen meteorologischer Elemente zu bestimmen; erst letzthin gelang es Th. Hesselberg, einen Ausdruck abzuleiten, der den Austauschkoeffizienten A direkt mit der Periode turbulenter Schwankungen verbindet. Hier soll gezeigt werden, wie der Austauschkoeffizient aus den turbulenten Schwankungen einer Eigenschaft E bestimmt werden kann, wenn an dem Punkt, wo diese Schwankungen registriert werden, noch $\partial E / \partial z$ bekannt ist. Der Verf. leitet zunächst den Satz ab: In einer stationären Turbulenzströmung verhalten sich die Schwankungen zweier Eigenschaften wie ihre vertikalen Gradienten. Vorausgesetzt ist dabei im wesentlichen, daß die horizontalen Gradienten ($\partial E / \partial x$, $\partial E / \partial y$) klein sind und alle Phasen der Turbulenz registriert werden. Für den Austauschkoeffizienten ergibt sich dann:

$$A = \varrho \cdot \frac{S_m(E)_{(t)} \cdot M_m \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{(t)}}{\left(\frac{\partial E}{\partial Z} \right)^2}$$

ϱ = Dichte. Dabei ist $S_m(E)_{(t)}$ der zeitliche Mittelwert der Schwankungen, $M_m(\partial E / \partial t)_{(t)}$ ist ein analoger Mittelwert. Für praktische Zwecke entnimmt man der Registrierung die zeitlich äquidistanten Werte E_v , ($v = 1, 2, \dots, n$), bildet:

$$E_0 = \frac{1}{n} \sum_{v=1}^{v=n} E_v \quad \text{und} \quad \Delta E_v = E_v - E_0.$$

Dann ist:

$$S_m(E)_{(t)} = \sqrt{\frac{\sum_{v=1}^n \Delta E_v^2}{n}}, \quad M_m \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{(t)} = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\sum_{v=1}^{n-1} (E_{v+1} - E_v)^2}{n-1}},$$

τ ist dabei der zeitliche Abstand zweier aufeinander folgender Werte E_v , n ist so groß zu nehmen, daß S_m und besonders M_m praktisch unabhängig von n werden. Das erhaltene Ergebnis ist von der speziellen Form des Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes vollkommen unabhängig.

M. Toperczer-Wien.

B. Gutenberg. Die dynamische Vergrößerung von Schallregistrierinstrumenten für andauernde Sinuswellen. Gerlands Beitr. 26, 33—36, 1930, Nr. 1. Die üblichen Schallregistrierinstrumente zeichnen andauernde Sinuswellen mit der gleichen Phasenverschiebung auf wie Seismometer Erdbebenwellen. Durch entsprechende Lösung der Seismographengleichung für diesen Fall erhält man dann für die Vergrößerung

$$\mathfrak{V} = \sqrt{\frac{V}{[(T_0/T)^2 - 1]^2 + 4h^2(T_0/T)^2}}.$$

Dabei ist V die Vergrößerung für sehr lange Wellen, T_0 die Eigenperiode des Gerätes, $h = \varepsilon/n$, ε die Dämpfungskonstante und $n = 2\pi/T_0$. M. Toperczer-Wien.

R. Spitaler. Beziehungen zwischen den Temperatur- und Luftdruckanomalien und den Achsenschwankungen der Erde. Gerlands Beitr. 23, 269—291, 1929. An einigen Beispielen soll hier gezeigt werden, daß zwischen den Abweichungen der Temperatur und des Luftdruckes von langjährigen Mittelwerten und der zugehörigen Lage des Momentanpoles ein enger Zusammenhang besteht. Es wird hierdurch nachgewiesen, daß Verlagerungen der Rotationsachse im Erdkörper Luftmassenverschiebungen zur Folge haben. Als Ausgangspunkt werden die mittleren Lagen des Poles im sechsjährigen Zyklus genommen. Die Unregelmäßigkeiten der Polbewegung werden also nicht berücksichtigt. Weiter verwendet wurde eine von A. Wagner gegebene Tabelle kalter und warmer Winter. Nach Elimination der beiden Fällen gemeinsamen Mittellage des Poles ergibt sich, daß die „Restvektoren“ der Pollage für kalte und warme Winter entgegengesetzt liegen. Für kalte und warme Sommer ergibt sich ein ähnlicher Gegensatz und wird noch bestätigt durch Heranziehung von Temperaturdaten für den Sonnblick. Als weiteres Material werden Werte von Green-Harbour und Westgrönland verwendet. Auch für positive und negative Druckanomalien findet sich ein entsprechender Zusammenhang. Untersucht wird die lange Reihe von Wien.

M. Toperczer-Wien.

R. Spitaler. Der Einfluß der Achsenschwankungen der Erde auf die Temperaturanomalien. Gerlands Beitr. 25, 429—441, 1930, Nr. 3/4. In früheren Arbeiten des Verf. wurde so vorgegangen, daß zur Erklärung des Zusammenhangs zwischen Achsenschwankungen der Erde und der Anomalien von Temperatur und Luftdruck die letzteren als Ausgangsdaten genommen wurden, denen die Achsenschwankung als zugeordnete, variable Größe gegenübergestellt wurde. Hier wird der umgekehrte Weg eingeschlagen. Die Achsenschwankung wird als Ausgangsgröße verwendet und ihr die Anomalien zugeordnet. Aus den seit 1890 vorhandenen Beobachtungen der Polbewegung ergibt sich ein sechsjähriger Zyklus, der hier verwendet wurde. Die Untersuchung beschränkt sich auf die Verwendung der Wagnerschen Temperaturanomalien von Wien, die auf den verwendeten Zeitraum 1890 bis 1919 reduziert wurden. Es werden Mittelwerte für Sommer und Winter gebildet. Die Pollagen (λ_0) werden so gerechnet, daß Wien unter dem Einfluß des positiven kritischen Meridians liegt, wenn $331^\circ \leq \lambda_0 \leq 61^\circ$, hingegen im Bereich des negativen kritischen Meridians, wenn $151^\circ \leq \lambda_0 \leq 241^\circ$. Es zeigt sich zunächst, daß innerhalb eines sechsjährigen Zyklus auf kalte Winter kalte Sommer bzw. auf kalte Sommer kalte Winter folgen. Das gleiche gilt von den positiven Anomalien. Ausnahmen hiervon bilden das zweite und fünfte Jahr eines Zyklus. Auf den kalten Sommer im zweiten Jahr des Zyklus folgt ein warmer Winter, auf den warmen Winter des fünften Jahres ein kalter Sommer. Ganz allgemein aber ergibt sich, daß ein Winter, der unter der Herrschaft des positiven kritischen Meridians eingeleitet wird und länger in seinem Bereich verweilt, warm ist; im Bereich des negativen kritischen Meridians wird er hingegen kalt. Im Sommer hat Wien im Mittel im Bereich des positiven kritischen Meridians negative und im Bereich des negativen kritischen Meridians positive Temperaturanomalien.

M. Toperczer-Wien.

R. Spitaler. Einige Beispiele über den Einfluß der Achsenschwankungen der Erde auf die Temperaturanomalien. Gerlands Beitr. 26, 351—359, 1930, Nr. 3. Die in einer früheren Arbeit des Verf. für Wien angestellten Untersuchungen über die positiven und negativen Temperaturanomalien im

Bereiche des positiven und negativen kritischen Meridians werden unter Benutzung eines umfangreicheren Beobachtungsmaterials für eine größere Zahl von Orten in verschiedenen Breiten der Erde wiederholt, wobei sich die Temperaturanomalien für die Orte in größerer Entfernung vom 45. Breitengrade als besonders instruktiv erweisen. Zum Schluß werden noch die Ergebnisse einer kleinen Untersuchung über den Einfluß der Erdachsenschwankungen auf die Niederschlagsanomalien in Wien mitgeteilt.

Hopfner-Wien.

R. Süring. Der Temperaturverlauf im Sandboden. ZS. f. Geophys. 6, 285—291, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

Scheel.

Paul Mildner. Über die Korrelation zwischen harmonischen Konstituenten und Beobachtungskurven mit Anwendungen auf die Luftdruckwellen des Winters 1923/24. S.-A. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. 16, 252—262, 1930, Nr. 3. Verf. leitet die Formel für den Korrelationskoeffizienten zwischen einer Beobachtungsreihe und den durch harmonische Analyse gefundenen Konstituenten dieser Reihe ab, um auf diese Weise die Güte der Approximation zwischen Beobachtungskurve und analytisch dargestellter Kurve quantitativ festzulegen. Die Ergebnisse werden an mehreren praktischen Beispielen erläutert.

K. Keil.

L. Weickmann. Die dominierende Luftdruckwelle des strengen Winters 1928/29. ZS. f. Geophys. 6, 291—296, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

K. Knoch. Das unperiodische Element im Tropenklima. ZS. f. Geophys. 6, 318—329, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

A. Wagner. Über die Feinstruktur des Temperaturgradienten längs Berghängen. ZS. f. Geophys. 6, 310—318, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift).

Scheel.

Herbert Maxwell. Dew: Does it Rise or Fall? Nature 124, 412, 1929, Nr. 3124.

J. B. Cohen. Dew: Does it Rise or Fall? Nature 124, 482, 1929, Nr. 3126.

Edward A. Martin. Dew: Does it Rise or Fall? Nature 124, 513, 1929, Nr. 3127.

G. C. Simpson. Dew: Does it Rise or Fall? Nature 124, 578, 1929, Nr. 3128.

J. B. Cohen. Dew: Does it Rise or Fall? Nature 124, 725, 1929, Nr. 3132.

Herbert Maxwell. Dew: Does it Rise or Fall? Nature 124, 725, 1929, Nr. 3132.

G. C. Simpson. Dew: Does it Rise or Fall? Nature 124, 725—726, 1929, Nr. 3132.

H. Ebert.

Leo Wenzel Pollak. Über den Zusammenhang zwischen Typhusmorbidity (bzw. Typhusmortalität) und Niederschlagsschwankungen nebst einer Kritik der Brücknerschen Klimaperiode. ZS. f. Geophys. 6, 377—392, 1930, Nr. 4/7. (Ad. Schmidt-Festschrift).

Martin Herrmann. Scirocco-Einbrüche in Mitteleuropa. (Ein Beitrag zur Analyse der 5-b-Depressionen vom 25. April und 16. Mai 1926). Veröffentl. d. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 4, 181—252, 1929, Nr. 4. Scheel.

P. A. Galbas. Berichte des Strahlungs-Klimatologischen Stationsnetzes im Deutschen Nordseegebiet. Herausgegeben im Auftrage der Gesellschaft zur Förderung der Klimaforschung im Nordseegebiet. 2. Bd. d.

Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1930. Die erste Arbeit, von Chr. Jensen, gibt einen ziemlich eingehenden Überblick über die Bedeutung der Erforschung der atmosphärischen Polarisationsverhältnisse für die Beurteilung des Reinheitsgrades der Atmosphäre. Es folgt eine Abhandlung O. Hoelpers über „Die spektrale Durchlässigkeit der Atmosphäre“, die wesentlich auf den Untersuchungen des Verf. über die Sonnen- und Himmelsstrahlung auf Norderney im Herbst 1928 basiert. Hingewiesen sei hier nur auf das Ergebnis bezüglich der Ultraviolettsstrahlung, nach welchem die Filterstrahlung des langwelligeren Teils mehr durch den Wechsel im Dunstgehalt, die des kurzwelligeren mehr durch die Änderung der Luftmasse (sogenannte Luftauflockerung; siehe auch Dornot!) beeinflußt wird. Unter Berücksichtigung der Intensität der Sonnenstrahlung (gesamte und roter Teil), der Polarisationsgröße im Zenit, der Höhenlage der neutralen Punkte sowie der Erdschattenhöhe berichtet dann Chr. Jensen über seine Messungen auf der Helgoländer Düne im September und Oktober 1928 und über die gleichzeitigen Untersuchungen von Becker über die neutralen Punkte auf Wangerooge. Ref. fand eine Verschiebung des Maximums des Ar-Abstandes nach positiven Sonnenhöhen hin, brachte sie in Zusammenhang mit dem entsprechenden, bis dahin einzig dastehenden Ergebnis Brewsters und diskutierte dies Verhalten auch im Zusammenhang mit verschiedenen anderen, bis dahin noch nicht genauer verarbeiteten Messungen auf See bzw. an der See (Teneriffa). Er fand auch den von Brewster gefundenen sekundären neutralen Punkt unterm A-Punkt und konnte ihn mehrfach verfolgen. Darauf (S. 55) behandelt A. Dieckmann auf Grund eines 35jährigen Materials einmal die Niederschlagsverhältnisse der deutschen Nordseeinseln (erster Teil) und weiter die Häufigkeit des Eintritts der größten monatlichen Niederschlagsmenge an der deutschen Ostseeküste, wobei sich — wie wohl zu erwarten — für das Gebiet der Ostsee eine geringere Ausprägung der ozeanischen Herkunft als für das der Nordsee ergab. S. 64 beginnt O. Hoelper seinen Beitrag zur Klimatographie der Insel Borkum, in welchem — im Vergleich mit anderen Inseln sowie verschiedenen Orten der Küste bzw. des Inlandes — zunächst eingehender die Temperaturverhältnisse (vor allem die klimatologisch wichtigen interdiurnen Schwankungen) und darauf Feuchtigkeit, Niederschlag, Wind usw. erörtert werden. In die Augen springend ist vor allem die kleine Amplitude des täglichen und jährlichen Temperaturgangs. Sehr wertvoll erscheint ferner die Mitteilung der in 18 Tabellen niedergelegten Ergebnisse der Windregistrierung in der Nordsee im Jahre 1928 durch Galbas, indem für Norderney die Mittelwerte der 24 Stunden eines jeden Tages (Richtung und Geschwindigkeit), für Norderney, Wangerooge und Wilhelmshaven die Monatsstunden-Mittelwerte und für die nämlichen drei Stationen die Verteilung der Häufigkeit der Windrichtung über die Tagesstunden angegeben werden. Das Material weist erfreulich wenig Lücken auf. Die Ausbreitung der Problemstellung des Stationsnetzes auf die Nachbargebiete zeigt sich besonders in dem nun folgenden Beitrag G. Niemeiers zur morphologischen Entwicklung der Insel Norderney. Mit Unterstützung durch wichtige Karten und Diagramme wird unter Berücksichtigung der morphologisch wirksamen Kräfte der Gezeiten, der Winde und der Dünenvegetation vor allem in kritischer Weise eine eingehende Darstellung der Formveränderung der Insel während der letzten drei Jahrhunderte gegeben. In der neunten Arbeit gibt Galbas eine Übersicht über die „Sonnenstrahlungsapparate und Meßmethoden für den Gebrauch des Arztes“, wobei erstens der Gesamtstrahlung, zweitens der biologisch wirksamen Ultraviolettsstrahlung und drittens der Variation des Ozongehaltes der Atmosphäre gedacht wird. Sehr dankenswert erscheint hier die deutliche Kennzeichnung der nötigen Grenzlinien bei der an sich stark erwünschten Zusammenarbeit zwischen Arzt und Physiker.

auf dem Gebiete der Erforschung des Strahlungsklimas. Schließlich ist auf eine kurze Arbeit von Thederling (Oldenburg) über „Luft und Licht als Heilfaktor“ sowie auf den M. Bracherschen „Beitrag zur Wirkung des Seeklimas auf Knochen- und Gelenktuberkulose“ hinzuweisen. Ein Vergleich mit dem ersten Bericht der „Geklino“ zeigt die Berechtigung der in der Einleitung geäußerten Ansicht des Herausgebers, daß das Berichtsjahr unter dem Zeichen einer erfreulichen Weiterentwicklung des Strahlungs-Klimatologischen Stationsnetzes steht.

Chr. Jensen.

G. Ten Doesschate. Über die scheinbare Form des Himmelsgewölbes. Nederl. Tijdschr. Geneesk. 1930, S. 748—754 (holländisch). Aus Versuchen mit Nachbildern geht hervor, daß das Himmelsgewölbe in relativ geringer Entfernung von der Erde lokalisiert werden kann, falls keine anderweitigen, einen abweichenden Schluß erheischenden Faktoren im Spiele sind. Diese Faktoren hängen gewöhnlich mit dem Umstand zusammen, daß Entfernung auf der Erdoberfläche nicht nur erfahrungsgemäß nach den Gesichtseindrücken, sondern auch durch das kinästhetische Sinnesorgan abgeschätzt werden, so daß irdische Distanzen größer erscheinen als Entfernung gleicher Größe außerhalb der Erde. Infolgedessen wird der Himmel am Horizont gewöhnlich in größerer Entfernung gesehen als der Scheitelpunkt. Die dem Menschen in sämtlichen Stellungen unter größerem Gesichtswinkel erscheinenden Himmelskörper werden bei niedrigerer Stellung größer abgeschätzt, indem sie dann auf einer weiter von dem Beobachter entfernt erachteten Himmelsfläche erscheinen. Das sichtbare Himmelsgewölbe scheint nicht immer in horizontaler Richtung überall in gleicher Distanz vom Beobachter zu liegen.

**Zeehuisen.

N. N. Kalitin. Bemerkungen über die spektrale Zusammensetzung des diffusen Lichtes während der Dämmerung. Gerlands Beitr. 25, 348—359, 1930, Nr. 3/4. In der vorliegenden Abhandlung werden Beobachtungsergebnisse über die spektrale Zusammensetzung des diffusen Himmelslichtes während der Dämmerung mitgeteilt. Als Beobachtungsinstrument wurde ein Weberphotometer verwendet; gemessen wurden die Gesamthelligkeit sowie die Helligkeiten dreier Spektralgebiete (Blau 420 bis 500 μ , Grün 500 bis 565 μ , Rot 590 bis 670 μ). Beobachtet wurde die Beleuchtung einer dünnen, horizontal liegenden Milchglasplatte, die mittels eines 20 cm langen Rohres vor die zur Lichtschwächung dienenden Milchgläser des Photometers vorgeschaltet war. Es werden die Beobachtungen in zwei Gruppen geteilt: Fälle mit ganz klarem Himmel und solche, wo vollständige Bedeckung mit tiefen Wolken vorhanden war. Interessante Ergebnisse lieferte das Studium des Verhältnisses von Rot- und Blauhelligkeit. Mit Annäherung der Sonne an den Horizont nimmt die Rothelligkeit rascher ab als die des blauen Anteils, sowohl bei wolkenlosem als auch bei ganz bedecktem Himmel. Bei einbrechender Nacht wird so das diffuse Licht der Atmosphäre relativ immer reicher an blauen Strahlen. Bei Sonnenhöhen über 5° ist das Verhältnis von blauer zu roter Strahlung für bewölkten Himmel doppelt so klein als für wolkenlosen; es ändert sich nicht mit zunehmender Sonnenhöhe. Bei Abnahme der Sonnenhöhe unter 5° steigt dieses Verhältnis für bewölkten Himmel sehr scharf an; für wolkenlosen Himmel beginnt der Anstieg erst bei einer Sonnenhöhe von — 1°, — 2°. Es zeigt sich auch, daß Vorhandensein von Bewölkung Abnahme des Blauanteils und Zunahme des Rotanteils bewirkt. Dies ist übrigens nach dem Gesetz von Rayleigh zu erwarten. Die Anzahl der Beobachtungsreihen betrug für heiteren Himmel 5, für trüben 6.

M. Toperczer-Wien.

Fr. Becker und N. Tapia. Über abnormes Verhalten der atmosphärischen Extinktion. ZS. f. Phys. 58, 742—748, 1929, Nr. 11/12. Aus spektralphotometrischen Messungen im Sonnenspektrum werden Extinktionswerte für die Beobachtungsstation La Paz (3600 m Meereshöhe) abgeleitet. Die Tageskurve der Extinktion liegt asymmetrisch zum Meridian und liefert ein Beispiel dafür, wie stark lokale Verhältnisse den mittleren Extinktionsverlauf entstellen können.

Scheel.

S. Chapman. On the Determination of the Lunar Atmospheric Tide. ZS. f. Geophys. 6, 396—420, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Es wird eine neue Methode zur Bestimmung der atmosphärischen Mondgezeiten aus stündlichen Barometerablesungen angegeben.

Haurwitz.

Rudolf Masek. Eine vereinfachte Ausführung einer elektrisch anzeigenenden Windfahne für beliebig viele Stromkreise. ZS. f. Instrkde. 50, 384—386, 1930, Nr. 6. Es wird eine Windfahne beschrieben, die sich nur in geringen Einzelheiten von den bisher gebräuchlichen Ausführungen unterscheidet.

R. Bock.

K. R. Ramanathan. Atmospheric instability at Agra associated with a western disturbance. Scent. Not. India Meteorol. Dep. 2, 21—25, 1930, Nr. 13. Gelegentlich einer Reihe von Höhenwindmessungen in Agra mit acht Pilotballonen in 33 Minuten stellte sich die Tatsache heraus, daß in einer Höhe von 1000 bis 1500 m die Aufstiegs geschwindigkeit der Ballone stark zu-, darüber abnahm. Verf. untersucht diesen Fall an Hand der Wetterlage und findet als Erklärung, daß in der Zwischenschicht potentiell wärmere Luft strömt als in der höheren und tieferen. Die weitere Entwicklung der Wetterlage wird mit dieser Tatsache in Verbindung gebracht. Im zweiten Teil der Arbeit behandelt der Verf. die Frage, ob die Horizontalkomponente der turbulenten Bewegung im Windstrom statistisch gleich der Vertikalkomponente ist, eine Tatsache, die von Taylor behauptet und von Richardson angezweifelt worden ist. Das Ergebnis der vör liegenden Beobachtungen spricht gegen die Auffassung von Richardson, wenn auch das Material keinen endgültigen Schluß gestattet.

K. Keil.

Anfinn Refsdal. Zur Theorie der Zyklonen. Meteorol. ZS. 47, 294—305, 1930, Nr. 8. Mit einigen Ergänzungen versehenes Referat des Verf. über seine Arbeit „Der feuchtblaue Niederschlag“. (Vgl. diese Ber. S. 1388.) Haurwitz.

Shizuma Takaya. On the coefficient of eddy viscosity in the lower atmosphere. Mem. Imp. Mar. Obs. Kobe 4, 1—33, 1930, Nr. 1. Verf. untersucht den Koeffizienten der turbulenten Reibung in der Atmosphäre unter Annahme seiner Veränderlichkeit mit der Höhe, aber zunächst ohne Berücksichtigung der vertikalen Dichteabnahme. Ausgehend von den bekannten Gleichungen, die schon Hesselberg zur Behandlung des gleichen Problems zugrunde gelegt hatte, kommt er zu einer gewissen Differentialgleichung für die vertikale Windverteilung, die unter verschiedenen speziellen Annahmen über die Form der funktionalen Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Höhe integriert wird. Speziell für die numerische Diskussion wird der Reibungskoeffizient $\eta = \eta_0 (1 \pm \alpha z)$ angesetzt, also als eine lineare Funktion der Höhe, wobei die Fälle eines mit der Höhe ab- und zunehmenden Reibungskoeffizienten besonders behandelt werden. Aus Beobachtungen von Dobson einerseits und in Japan andererseits ergibt sich auf Grund der erhaltenen Formeln:

	Dobson				In Japan	
	Frühling		Sommer		Winter	Frühling
	früh	mittags	früh	mittags		
$\sigma \cdot 10^5 \dots$	+ 0,598	+ 0,248	- 1,174	- 1,028	- 0,981	- 2,751
$\eta_0 \cdot 10^{-3} \dots$	0,0305	0,1723	0,0389	0,2761	0,0168	0,0528

Ferner ergibt sich aus den Beobachtungen von Dobson, daß bei leichtem Winde der Reibungskoeffizient nach oben zunimmt, bei mäßigem und starkem Winde dagegen abnimmt. Der Bodenwert des Reibungskoeffizienten ist am größten bei mäßigem Winde. Der kinematische Reibungskoeffizient ergab sich zu

$$\text{Sommer } \left\{ \begin{array}{l} \text{morgens . . . } 1,98 \cdot 10^4, \\ \text{mittags . . . } 14,52 \cdot 10^4, \end{array} \right. \quad \text{Frühjahr } \left\{ \begin{array}{l} \text{morgens . . . } 2,52 \cdot 10^4, \\ \text{mittags . . . } 13,17 \cdot 10^4. \end{array} \right.$$

Mit den für den virtuellen Reibungskoeffizienten gefundenen Werten wird die Windverteilung berechnet und in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen gefunden. In einer nachträglich zugefügten Note wird dann auch noch der vertikalen Änderung der Dichte Rechnung getragen. *Haurwitz.*

Richard v. Dallwitz-Wegner. Die Atmosphäre und der Samazustand. ZS. f. Phys. 64, 439—442, 1930, Nr. 5/6. Zur Berechnung einer Höhe aus den Höhenformeln ist die Kenntnis der Temperatur der Luftsäule notwendig; man muß also wissen, um wieviel Grad die Lufttemperatur abnimmt, wenn z. B. die Höhe um 100 m ansteigt. Nach Gay-Lussac beträgt dieser Gradient 1° je 173 m Höhenzunahme. Infolge adiabatischer Zustandsänderung der Luftteilchen sollten diese jeweils die Temperatur annehmen, die in der Atmosphäre in der betreffenden Höhe herrscht: $t_h = t_0 - h/173$. Rechnet man aber unter Zuhilfenahme der Jordanschen Höhenformel den adiabatischen Ansatz aus, so ergibt sich ein Temperaturgradient von t^o je 103 m, ein Wert, den Verf. unter Annahme eines „Samazustandes“ der Atmosphäre (siehe diese Ber. 5, 1240, 1924) ebenfalls ableitet. Die Differenz zwischen beobachtetem und errechnetem Gradienten wird durch das Vorhandensein verschiedener Wärmequellen (aus wärmeren Gegenden kommende Winde, Strahlung von der Sonne und der Erde) erklärt. Als Hauptwärmequelle in der Atmosphäre wird die Kondensationswärme der von der Erdoberfläche herkommenden Wasserdämpfe angesehen, die für sich ein anderes Samagefälle haben wie die Luft, also sich im Samagefälle der Luft in einer zu kalten Umgebung befinden und kondensieren. Diese Wärme wird zur Erde zurückgeleitet, so daß unter diesen Umständen Wärme auf ein höheres Temperaturniveau „von selbst“ gegangen wäre. *H. Ebert.*

E. O. Hulburt. Ionization in the upper atmosphere of the earth. Phy... Rev. (2) 31, 1018—1037, 1928, Nr. 6. Es wird eine Theorie der Ionisation der oberen Erdatmosphäre entwickelt. Dabei werden folgende Eigenschaften der oberen Atmosphäre bzw. Vorgänge in derselben untersucht: Die Druckverteilung, das Verschwinden der freien Elektronen durch Diffusion, insbesondere im erdmagnetischen Feld, die Rekombination der Elektronen und Ionen, die Vereinigung der Elektronen mit neutralen Molekülen, die Ionisation durch das ultraviolette Licht der Sonne. Viele Tatsachen der drahtlosen Telegraphie, wie Sprungfernungen, Grenzwellen, Reichweiten usw. lassen sich erklären durch Annahme einer Elektronenkonzentration, welche mit der Höhe zunimmt und ein Maximum

von $3 \cdot 10^5$ Elektronen/cm³ in 190 km Höhe erreicht. Für die Erzeugung dieser Konzentration ist das ultraviolette Licht der Sonne allein ausreichend, so daß es unnötig ist, andere Ursachen anzunehmen.

H. Plendl.

F. W. P. Götz and G. M. B. Dobson. Observations of the Height of the Ozone in the Upper Atmosphere. Part II. Proc. Roy. Soc. London (A) 125, 292—294, 1929, Nr. 797. Die früher bereits besprochenen Messungen der Höhe der Ozonschicht über Arosa, die sich über sechs Monate ausdehnten, wurden über weitere sechs Monate fortgeführt. Eine Änderung der Reduktionsmethode der Messungen ließ auch hier die auch von anderen Forschern gefundene Höhe von ungefähr 50 km feststellen. Der jährliche Gang dieser Höhe wird graphisch dargestellt (Maximum im April). Ebenso wird die Höhe der Ozonschicht in Abhängigkeit von der Ozonmenge dargestellt. Hierbei ergibt sich die Unabhängigkeit beider Größen voneinander. Die Wichtigkeit dieser Feststellung wird im Hinblick auf die Theorien betont, die den Zusammenhang der Änderungen in dem Ozongehalt und den meteorologischen Bedingungen in der tieferen Atmosphäre zu erklären unternehmen und meist auf eine tiefere Lage der Ozonschicht bei größerem Ozongehalt geführt werden, und umgekehrt.

Fritz Albrecht.

F. Lindholm. Normalwerte der Gesamtstrahlung und der auf die Cadmiumzelle wirkenden Ultraviolettsstrahlung der Sonne für Davos. Festschrift 110. Jahresversammlung Schw. Naturforsch. Ges. Davos 1929, S. 5—32. Die Arbeit „faßt das ganze in Davos gesammelte vielfährige Strahlungsmaterial sowohl über die aktinometrisch gemessene Totalstrahlung der Sonne als auch über die mit Cadmiumzelle gemessene ultraviolette Sonnenstrahlung zusammen, um im allgemeinen Interesse ein Vergleichsmaterial für diese wohl am besten in bezug auf Strahlung erforschte Hochgebirgsstation zu geben“. Bei der Berechnung der Intensitäten und Wärmesummen der Gesamtstrahlung der Sonne werden lediglich die Jahre 1915 bis 1928 benutzt. 1912 bis 1914 mußten wegen der Katmaistörung ausgelassen werden, und die vorhergehenden Jahre, aus denen Dorno seine Normalwerte ableitete, wurden nicht mitgenommen, um ein Vergleichsmaterial mit der späteren Periode zu erhalten. Von 1915 bis 1920 liegen Einzelmessungen mit einem Michelsonaktinometer, von 1921 bis 1928 die Registrierungen des Davoser Pyrheliographen vor. Diese Apparate wurden mit dem Ångströmpyrrheliometer verglichen und zeigten gute Übereinstimmung mit ihm. Die erhaltenen Meßwerte wurden mittels des Faktors 1,035 auf die Smithoniansskale reduziert. In Tabellen werden die Normalwerte der Sonnenstrahlung bei senkrechtem Einfall im jährlichen Gang, geordnet nach Sonnenhöhen, nach wahrer Sonnenzeit und nach Schichtdicken der Atmosphäre gegeben. Der jährliche Gang der Strahlungsintensität bei 30° Sonnenhöhe wird mit dem anderer Stationen verglichen. Es ergibt sich der Intensität nach geordnet die Reihenfolge Muottas-Muraigl, Davos, Upsala, Agra, Potsdam, Karlsruhe. Die Wärmesumme der Gesamtstrahlung der Sonne wurde aus mittlerer Sonnenscheinintensität und Sonnenscheindauer und auch direkt aus den Pyrheliographenregistrierungen ermittelt. Die erstere Berechnungsmethode ergibt im langjährigen Mittel um 5% zu hohe Werte. In der Isoplethendarstellung findet man die bereits bekannten zwei Maxima in den Frühjahrs- und den Herbstmonaten und die Asymmetrie in bezug auf die Mittagelinie durch Bevorzugung des Vormittages wieder. Die Messungen mit der Cadmiumzelle wurden in den Jahren 1916 bis 1928 durchgeführt. Es wurde zunächst nur die galvanometrische Methode der Messung benutzt, später auch die elektrometrische. Für das Jahr 1921/22 liegen galvanometrische Registrierungen vor. Die mit dem ältesten Davoser Exemplar

gemachten Erfahrungen lassen auf eine gute Konstanz der argongefüllten Cadmiumzelle schließen. Ermüdungserscheinungen wurden ebenfalls nicht beobachtet. Tabellen geben die Mittelwerte der ultravioletten Sonnenstrahlung im jährlichen Gang in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe und der wahren Sonnenzeit wieder. (Die Einheit sind Skalenteile, ein Skalenteil = $3,5 \cdot 10^{-10}$ Amp. bei einer Zellenspannung von 158 Volt.) Der Jahresgang der Ultravioletstrahlung in Davos für 30° Sonnenhöhe zeigt ein Minimum im Juni und, wie auch in Agra und Arosa, höhere Herbstwerte als Frühjahrswerte. Dies entspricht der von Dobson festgestellten kleineren mittleren Ozonmenge über den mittleren und höheren Breiten im Herbst. Der mittlere Tagesgang für wolkenlose Tage wurde für Januar, April, Juli und Oktober für Hoch-Servaus, Davos, Agra und Gießen in Tafeln wiedergegeben. Alle benutzten Zellen sind gut miteinander verglichen und ihre Werte auf die gleiche Empfindlichkeit reduziert. Die täglichen Gänge sind ziemlich symmetrisch und ihre Maximalwerte liegen in der angegebenen Reihenfolge.

Fritz Albrecht.

Max Bider. Über den Einfluß meteorologischer Faktoren auf das luftelektrische Potentialgefälle nach den Davoser Registrierungen an Normaltagen. Festschrift 110. Jahresversammlung Schweiz. Naturforsch. Ges. Davos 1929, S. 65–81. Zur Verarbeitung in dieser Arbeit gelangten die 24stündigen Tagesmittel der Normaltage in Davos. Hierbei wurde das ganze seit 1909 in Davos gesammelte Material benutzt. Diese Normaltage ergaben das geringste Potentialgefälle bei Föhn, mittlere bei Bewölkung und die höchsten Werte an klaren Tagen. Die Ordnung der Potentialgefällewerte nach der Lufttemperatur ergab eine starke Abnahme des Potentialgefäßes mit steigender Temperatur. Zur Ermittlung des Einflusses der Bodenatmung wurde die Wirkung einer Schneedecke untersucht. Die hierbei festgestellten Änderungen überstiegen nicht die allein aus der mit dem Einschneien verbundenen Temperatursenkung erklärbaren Beträge. Eine Einwirkung der Bodenatmung auf die luftelektrischen Elemente ließ sich also nicht nachweisen. Dem entspricht auch die festgestellte Einflußlosigkeit der Windgeschwindigkeit auf das Potentialgefälle. Die im Oktober 1927 angestellten Messungen mit dem Owenseschen Staubzähler und dem Aitkenschen Kernzähler zeigen ein erhebliches Anwachsen des Potentialgefäßes mit dem Staubgehalt der Luft. Ein weniger guter Zusammenhang zeigt sich mit dem Kernzähler, der z. B. im Nebel im Gegensatz zum Owenses kleinen Werte ergibt.

Fritz Albrecht.

Hans Hellmann. Über das Auftreten von Ionen beim Zerfall von Ozon und die Ionisation der Stratosphäre. Ann. d. Phys. (5) 2, 707–732, 1929, Nr. 6. Es wird vermutet, daß die nächtliche Ionenschicht der oberen Atmosphäre durch Zerfall des am Tage gebildeten Ozons entsteht. Diese Annahme ist aber weder theoretisch noch experimentell genügend begründet. Es wird über Versuche berichtet, bei denen in einer Ionisationskammer Ozon zum Zerfall gebracht und die dadurch verursachte Ionisation gemessen wurde. Die Genauigkeit war so groß, daß man es hätte beobachten können, wenn jedes $5 \cdot 10^{16}$ te zerfallende Ozonomolekül ein Ionenpaar lieferte. Es wurde aber keine Ionisierung beobachtet. Dagegen hatten frühere Beobachter einen noch bei hohen Spannungen ungesättigten Ionisationsstrom gemessen. Es wird vermutet, daß bei diesen Versuchen ein falscher Effekt gemessen wurde, der auch bei den Versuchen des Verf. auftrat und in einer starken Aufladung des Elektrometers beim Eintritt des Ozons in die Kammer bestand. Als Ursache ergab sich eine Kapazitätsänderung der Kammer durch die beim Ozonzerfall auftretende Temperaturerhöhung. Die Ionisation der Stratosphäre kann hiernach nur durch neue Annahmen über den Rekombinations-

koeffizienten von Elektronen bei niederen Drucken oder durch weichere als die bisher bekannten Komponenten der Höhenstrahlung erklärt werden. *Hermann.*

Rudolf Reidat. Über den Einfluß von Wolkenzonen auf die Temperaturregistrierungen bei Aufstiegen. Mitt. Aeron. Observ. Lindenberg 1930, S. 200—202. Verf. weist auf Grund der Lindenberger Erfahrungen auf die Tatsache hin, daß bei aerologischen Aufstiegen durch wasser dampfgesättigte und -übersättigte Gebiete infolge von Feuchtigkeitsbeschlag am Thermometer die Registrierung (insbesondere von Inversionen) andere Verhältnisse vortäuschen kann, als sie tatsächlich bestehen, und gibt ein lehrreiches Beispiel für diese Tatsache. *K. Keil.*

Ergebnisse der Registrierballonfahrten, ausgeführt vom Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig u. d. Sächs. Landeswetterwarte in den Jahren 1926 und 1927, mit einem Vorwort von Mildner und Wolff. 50 S
Scheel.

R. Bock. Theorie einer neuen galvanischen Waage. ZS. f. Geophys. 6, 251—253, 1930, Nr. 4/7 (Ad. Schmidt-Festschrift). Die Möglichkeit, bei einer magnetischen Waage den Magneten durch eine analog gelagerte Stromspule zu ersetzen, wird rechnerisch erörtert. Es wird die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von den geometrischen und elektrischen Größen angegeben. Allerdings sind mir hierbei zwei Versehen unterlaufen (Weglassung des Zahlenwertes von g , in Zahlenbeispiel 20 statt 0,3 γ), die die Empfindlichkeit erheblich herabsetzen. Es wird möglich sein, den Skalenwert der Waage etwa auf den dreifachen Betrag des Skalenwertes der Schmidtschen Waage zu bringen. Die Vorteile der vorgeschlagenen Ausführung liegen in der Temperaturunabhängigkeit, Elimination der Basisstandsänderungen, beliebiger Veränderung der Empfindlichkeit und des Standes ohne Eingriff in das Magnetsystem, da durch Bestimmung der stromlosen Lage der Ablesung gewissermaßen ein Nullpunkt gegeben wird. Allerdings besteht die Notwendigkeit, einen großen Teil des Erdfeldes aufzuheben, wodurch der Nachteil einer zweiten Strommessung auftritt.

R. Bock.

Koji Hidaka. On the Corrections to the Depth obtained by the Warluzel Sounding Machine. Mem. Imp. Mar. Obs. Kobe 4, 35—51, 1930, Nr. 1. Das Warluzellot besteht im wesentlichen aus einem zylindrischen Hohlräum, dessen Ventildeckel nur so lange Wasser einläßt, als der Druck außen größer ist als innen, während er das Zurückfließen des eingedrungenen Wassers verhindert. Die Menge dieses Wassers ist ein Maß für den größten Außendruck, also auch für die erreichte Tiefe. Die Korrekturen zur Berücksichtigung des Luftdrucks an der Wasseroberfläche, der Temperatur und der Geschwindigkeit, mit der das Lot in die Tiefe gesenkt wird, werden abgeleitet, und ihre Beträge werden in Figuren und Tabellen ausführlich angegeben. Wie ein Beispiel zeigt, stimmen die korrigierten Tiefen nicht ganz mit den nach anderen Methoden geloteten überein, jedoch besteht ziemlich zuverlässig eine lineare Beziehung, die als charakteristisch für das jeweils benutzte Instrument anzusehen ist und zu hinreichend genauer Übereinstimmung führt.

K. Jung.

J. Bartels. Geophysikalischer Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung. Ergebni. d. exakt. Naturwiss. 9, S. 38—78. Berlin, Julius Springer 1930. Inhalt: Astrophysikalisches Meteorologische Zusammenhänge. Zur Deutung meteorologischer Zusammenhänge. Beobachtete erdmagnetische Zusammenhänge. Solare Körpuskularstrahlung. Kurzwellige Strahlung. Drahtlose Wellen. Literaturverzeichnis.

J. Bartels.

R. O. Redman. Y Cygni. Some spectroscopic results. Month. Not. 90, 754—759, 1930, Nr. 8. Es werden die Bahnelemente (A) aus 35 Spektrogrammen von Plaskett während 1919 bis 1921 und die (B) aus 39 vom Verf. während 1928 bis 1929 abgeleitet. Es ergeben sich wesentliche Unterschiede für die Radialgeschwindigkeit des Gravitationszentrums ($\gamma_A - \gamma_B = + 10 \text{ km/sec}$) und für die Lage des Periastrons ($\omega_B - \omega_A = + 81,5^\circ$). Um für diese Unterschiede genaue Werte abzuleiten, wird eine dritte Bahn unter Benutzung aller Platten berechnet; da die Werte für Exzentrizität und Periastron von den photometrischen Werten ($\omega_B - \omega_A = 66^\circ$) abweichen, wird eine vierte Bahn mit Voraussetzung der letzteren Werte berechnet. Die Bewegung des Periastrons entspricht einer Revolution in 46 Jahren. Die Veränderung der Radialgeschwindigkeit des Zentrums ist in neun Jahren 10 km/sec. Aus den spektroskopischen und photometrischen Werten werden die Dimensionen der beiden Körper, Parallaxe und absolute visuelle Helligkeit ermittelt (0,001" und — 2,9 m). Die Größenordnung der Parallaxe ergibt sich auch aus Betrachtungen der Radialgeschwindigkeit der interstellaren Kalziumwolken, die sich nach Abzug der Sonnenbewegung und der galaktischen Rotation zu + 1,9 km/sec ergibt. Die Veränderung der Radialgeschwindigkeit des Gravitationszentrums, die sich als reell erweist, und die Periastronbewegung bei nicht ellipsoidischen Körpern kann durch die Existenz eines dritten Körpers gedeutet werden. Es folgen einige Schätzungen über diesen noch hypothetischen dritten Stern des Systems.

Sättele.

Ross Gunn. On the anomalous rotation of the sun. Phys. Rev. (2) 35, 635—642, 1930, Nr. 6. Die Rotationsgeschwindigkeit der Sonnenoberfläche nimmt vom Äquator zum Pol ab. Die Theorie, die Jeans dafür gegeben hat, ist nach dem Verf. mit den Tatsachen des Sonnenmagnetismus nicht in Einklang zu bringen. Der Verf. gründet eine neue Theorie auf die einseitige Bewegung von Ionen beider Vorzeichen in gekreuzten magnetischen und elektrischen Feldern. Er erhält die richtige Form der Abhängigkeit der Rotationsperiode von der heliographischen Breite, wenn er ein radiales elektrisches Feld auf der Sonne annimmt, dessen Größenordnung und Vorzeichen mit dem elektrischen Felde in der bodennahen Erdatmosphäre übereinstimmt.

J. Bartels.

Albrecht Unsöld. Konvektion in der Sonnenatmosphäre. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 11, 32—33, 1930, Nr. 2. Nach Kurt Schwarzschild geht in einer Sternatmosphäre der Zustand des Strahlungsgleichgewichtes in den konvektiven Gleichgewichtes über, wenn das Verhältnis der spezifischen Wärmen α einen kritischen Wert unterschreitet. Auf der Sonne wird infolge der Ionisation von Wasserstoff α für eine dicht unter der Photosphäre liegende Zone nahezu gleich 1; die dadurch hervorgerufenen Konvektionsströme bilden die Ursache der Granulation und der Sonnenflecke. Weiterhin wird versucht, die Novae durch die Annahme der plötzlichen Auslösung einer Instabilität der erwähnten Art zu erklären.

Scheel.

Albrecht Unsöld. Konvektion in der Sonnenatmosphäre (nebst einer Bemerkung zur Deutung der Novae). ZS. f. Astrophys. 1, 138—148, 1930, Nr. 2. Da wiederholt die Granulation und die Sonnenflecken als durch Konvektionsströme bedingte Störungen gedeutet wurden, wird die Schwarzschildsche thermodynamische Stabilitätsbedingung für Konvektionsströme hergeleitet. Es erhebt sich die Frage nach der Energiequelle unterhalb dieser stabilen Ströme: sie hängt zusammen mit der Veränderung des Ionisationsgrades. Es wird nun eine Beziehung zwischen dem effektiven Verhältnis der spezifischen Wärmen und dem

Ionisationsgrad und der Ionisationsenergie mit Benutzung der Adiabate eines dissoziierenden Gases hergestellt. Die numerische Auswertung ergibt die Zone der Konvektion bei 100 km unterhalb der Sonnenoberfläche bei einer Dicke von 100 km. Es folgt nun eine kurze Stellungnahme zu folgenden Punkten: Abhängigkeit dieser Ströme von der Zusammensetzung der Atmosphäre; die von Pannekoek gezeigte rasche Änderung des Ionisationsgrades bei zwei Zonen; das Verhältnis der Granulation von Rand und Mitte; die Geschwindigkeit der Strömung und der Charakter nach der Auffassung von Bjerknes; die turbulente Bewegung der Chromosphäre. Im Anhang wird eine weitere Möglichkeit zur Beseitigung der Instabilität besprochen, das Auftreten der Novae. Die Gegengründe der zwei älteren Hypothesen werden angegeben und die neue Deutung kurz skizziert.

Sättele.

J. Evershed. The Wave-length of $H\epsilon$ and the displacements of the hydrogen lines in the sun. Month. Not. 90, 762—764, 1930, Nr. 8. Die Auswertungen von 34 Protuberanzspektrogrammen, die wenig Bewegung zeigen, ergeben für $H - H\epsilon$ 1,607 Å, die mittlere Abweichung ist 0,005 Å mit einem wahrscheinlichen Fehler von $\pm 0,0008$ Å. Die auf Druck Null reduzierte Wellenlänge von H ist in Luft 3968,469 Å, somit ergibt sich für $H\epsilon$ bei selben Bedingungen 3970,076 Å $\pm 0,0008$. Der Wert von Curtis ist 3970,075 Å $\pm 0,0016$; diese Übereinstimmung zeigt, daß der Unterschied von $H - H\epsilon$ für Sonne und Erde derselbe ist und daß die Rotverschiebung für $H\epsilon$ in Protuberanzen dieselbe ist wie für H , die früher zu $+ 0,015$ Å bestimmt wurde. Nach Rev. of Rowl. Prel. Table ist im Sonnenmittelpunkt für $H\epsilon \lambda = 3970,078$ Å mit einer Verschiebung von $+ 0,002$ Å. Messung in Sonnenflecken im Mittelpunkt ergibt für $H\epsilon \lambda = 3970,081$ Å mit einer Verschiebung von $+ 0,005$ Å. Aus der Wellenlänge und Verschiebung von $H\epsilon$ wurde mit Hilfe der Balmerschen Formel dasselbe für die übrigen Serienglieder berechnet. Das Ergebnis ist folgendes:

Linie	$H\epsilon$	$H\delta$	$H\gamma$	$H\beta$	$H\alpha$
Sonne-Vacuum	+ 0,002	+ 0,011	+ 0,008	+ 0,018	+ 0,023
Einstein-Effekt	+ 0,008	+ 0,009	+ 0,009	+ 0,010	+ 0,014

Die Abweichungen vom theoretischen Wert, die als gesichert anzusehen sind, erklärt Verf. durch absteigende oder aufsteigende Strömungen mit etwa 0,4 km/sec. $H\gamma$ dürfte einer Mittelschicht der Chromosphäre angehören, $H\alpha$ der höchsten und $H\epsilon$ einer tiefen Schicht.

Sättele.

J. A. C. Teegan and G. R. Rendall. A Photoelectric Method of integrating Sunlight. Indian Journ. of Phys. 4, 585—589, 1930, Nr. 7. Der photoelektrische Strom einer lichtempfindlichen Zelle ist dem einfallenden Licht direkt proportional, dessen Intensität über eine längere Zeit beispielsweise dadurch gemessen werden kann, daß man elektrolytisch diejenige Elektrizitätsmenge bestimmt, die durch ein mit der Photozelle in Reihe geschaltetes hochempfindliches Voltmeter fließt. Die Bestimmung des Metallniederschlages erfordert besonders bei kurzer Belichtung der Zelle sehr empfindliche analytische Methoden. Verf. haben es sich zur Aufgabe gestellt, die Schwierigkeiten der chemischen Analyse zu vermindern, um dadurch gleichzeitig die Belichtungszeiten herabzusetzen. Zu diesem Zweck wird der photoelektrische Strom verstärkt und fließt durch ein Galvanometer, das mit einem kleinen Kupfervoltameter in Reihe geschaltet ist. Versuche ergaben, daß der Anodenstrom linear abhängig von der Lichtintensität ist. Die angegebenen Messungen beziehen sich auf die Sonnenintensität in Rangoon im November

zwischen 10 und 16 Uhr und ergaben als Höchstwert 12,4 mg Kupfer bei Sonnenschein und als niedrigsten Wert 2,25 mg an einem nebligen Tag, was einer mittleren Beleuchtungsstärke von 325 000 bzw. 60 000 Meterkerzen entspricht. Zum Vergleich werden nach Messungen von Atkins und Poole für einen sonnigen Tag in England im Mittel 50 000 Meterkerzen angegeben. Verff. beschreiben weiterhin die analytische Bestimmung des Kupfers und empfehlen für die Zelle und den Verstärker wegen der Konstanz der Spannung namentlich bei längeren Belichtungen Batterien, die aus kleinen 2 Volt-Akkumulatoren zusammengesetzt sind. Die Methode ist geeignet, den zeitlichen Verlauf der Sonnenintensität an einem beliebigen Ort der Erde systematisch zu verfolgen.

Patzelt.

H. Greinacher. Inwieweit können Sonnenstrahlung und interstellare Materie die Bahn der Erde beeinflussen? Gerlands Beitr. 25, 327—335, 1930, Nr. 3/4. Die mit ihrer kontinuierlichen Energieausstrahlung verbundene relativistische Massenabnahme der Sonne hat eine kontinuierliche Abnahme ihrer Massenzunahme auf die Erde zur Folge. Es wird damit eine Vergrößerung des Erdbahnradius und eine Zunahme der Jahresdauer verbunden sein. Rechnet man mit einer Solarkonstanten von $1,93 \text{ cal/cm}^2 \text{ min}$, so beträgt der Massenverlust: $-\Delta M = 4,23 \cdot 10^6 t/\text{sec}$ oder Verlust einer Erdmasse in etwa $20 \cdot 10^6$ Jahren. Die Änderung des Bahnradius ist verschwindend klein; sie beträgt $1,00 \text{ cm/Jahr}$ oder in $1 \cdot 10^6$ Jahren 10 km . Die Änderung der Jahresdauer hat unter den jetzigen Verhältnissen einen Wert von $4,2 \cdot 10^{-6}$ Jahre. Sie spielt also nur für kosmologische Betrachtungen eine Rolle. Der Verf. berechnet ferner noch den Einfluß des Strahlungsdruckes auf die Änderung des Erdbahnradius. Er ist noch kleiner als der durch die Massenverminderung der Sonne hervorgerufene. Schließlich wird noch berechnet, welchen Einfluß das Vorhandensein interstellarer Materie auf die Erdbahn ausübt. Bei einer Dichte dieses Weltraumgases von 10^{-28} g/cm^3 erfährt die Erde einen Widerstand von $1,15 \cdot 10^5 \text{ Dyn}$, also etwa 120 Grammgewichten. Ihr Einfluß ist etwa $3 \cdot 10^8$ mal kleiner als der des Massenschwundes der Sonne, also ganz bedeutungslos. In früheren Epochen, als die Strahlung der Sonne beträchtlich größer war, beeinflußte natürlich die entsprechend größere Massenabnahme auch die Erdbahn viel stärker als heute.

M. Toperczer-Wien.

Keivin Burns. A comparison of laboratory and solar wave lengths. Journ. Opt. Soc. Amer. 20, 212—224, 1930, Nr. 4. Die nach der Relativitätstheorie erwartete Rotverschiebung der Sonnenlinien beträgt 21 Teile auf zehn Millionen. Die am besten bestimmten Linien sind auf drei Teile in zehn Millionen genau bekannt, ein Siebentel der gesuchten Verschiebung. St. John fand Rotverschiebungen, die aber auffallend mit der Intensität der Sonnenlinien variieren. Es hat den Anschein, als ob die schärfsten, schwachen Linien bei größter Genauigkeit der Messung keine Rotverschiebung aufweisen, mit der Intensität steigt die Rotverschiebung. Ein Vergleich der Wellenlängenmessungen von St. John, Babcock und dem Allegheny-Observatorium zeigt gute Übereinstimmung außer im Gebiet zwischen 4900 und 5300 Å.-E. Im Violetten ist der wahrscheinliche Fehler 3 in zehn Millionen, im Roten nur 1. Vergleiche wurden gemacht mit dem Gitter sowie mit Interferometern, gegen Neonstandardlinien, Eisenbogenlinien in Luft, Titanvakuumogenlinien, Calciumlinien usw. Die Intensitätsabhängigkeit der Rotverschiebung wird teilweise auf apparative Einflüsse zurückzuführen versucht. Solche Einflüsse lassen sich tatsächlich durch die Annahme einer geringen Unsymmetrie der Linien wahrscheinlich machen. Dieser Einfluß ist größer bei Absorptions- als bei Emissionslinien. Seine Elimination verringert die jetzt angenommene Rotverschiebung. Unter diesen Um-

ständen schließt der Verf., daß ein bündiger Beweis der Relativitätstheorie in der beobachteten Rotverschiebung nicht gesehen werden kann. Diese Schwierigkeit kann nur umgangen werden durch eine Theorie, die aus den Bedingungen auf der Sonne auf Linierverschiebungen schließen läßt, welche derart der Einstein-verschiebung überlagert sind, daß die beobachtete Intensitätsabhängigkeit resultiert. Die hauptsächlich hierfür in Frage kommende Theorie von St. John nimmt an, daß die intensiven Linien in hohen Schichten der Sonnenatmosphäre entstehen, wo die Atome während des Leuchtens mit einer Geschwindigkeit gegen den Sonnenkern fallen, die die große Rotverschiebung zur Folge hat. Die schwachen Linien entstehen in tiefen Schichten, wo im Mittel eine zentrifugale Bewegung stattfindet mit einer verkleinernden Wirkung auf die Rotverschiebung. Die Folgerung, daß dieser Unterschied an den Sonnenrändern kleiner sein muß als im Zentrum, konnte vom Allegheny-Observatorium und von Meggers und dem Verf. nicht bestätigt werden. Die Intensitätsabhängigkeit zeigte keinen Wechsel mit dem Abstand vom Sonnenrand. Gegen die St. Johnsche Theorie wirft der Verf. ein, daß als Entstehungsort verschieden intensiver Linien des gleichen Atoms, des gleichen Multipletts nicht verschiedene Sonnenörter in Frage kommen können. Verf. nimmt als Ursache der ganzen Rotverschiebung die Dissymmetrie der Linien an, deren Elimination die starken Linien sogar noch näher an ihren wahren Platz bringen würde als die schwachen. Die engdültige Entscheidung können nur weitere exakte Messungen bringen.

Ritschl.

W. E. Forsythe and Frances Christison. Ultraviolet radiation from the sun and heated tungsten. Journ. Opt. Soc. Amer. 20, 396—410, 1930, Nr. 7. Zunächst werden die bisherigen Arbeiten über Wolframemission besprochen. Zweck vorliegender Arbeit ist die Untersuchung im ultravioletten Gebiet. In Tabelle 1 wird die totale Energie, die Energie in Prozent bei $\lambda\lambda$ 3100 Å, 3250 Å, 3500 Å, 4000 Å, 4000 bis 7600 Å, sowie der Energiebetrag in Milliwatt der auf 1 cm² der Erdoberfläche bei verschiedenen Zenitdistanzen (Luftmassen 1; 1,07; 1,5; 2,37 Atm.) einfallenden Sonnenstrahlen angegeben; dieselben Werte für die gleichen Spektralgebiete folgen für drei verschiedene Wolframlampen und für den Wolframbogen, der Energiebetrag in Milliwatt gilt für 1 cm² im Abstand 1 m. Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit Werten von Holladay, Coblenz, Kimball und Winchester. Es folgen nun die Darstellungen des ultravioletten Energieflusses ($\lambda 3100\text{Å}$) der Sonne als Funktionen der Tageszeiten während der Jahreszeiten, sowie für die einzelnen Monate um Mittag, die relativen Intensitäten von Sonne und Wolfram bei Wellenlängen von 2900 bis 4000 Å. In Tabelle 2 werden die Ergebnisse von Tabelle 1 (Leuchtkraft und Energiefluß) dem Rötungsfaktor dieser Strahlen gegenübergestellt. (Rötungsfaktor ist die Beeinflussung der Haut durch obige Strahlen.) Zum Schluß wird dieser Faktor als Funktion der Temperatur bei einem schwarzen Strahler und bei Wolfram sowie für die Sonne während der verschiedenen Monate dargestellt.

Sätteler.

Adolf H. Rosenthal. Über die Deutung des Spektrums der Sonnenkorona. ZS. f. Astrophys. 1, 115—137, 1930, Nr. 2. Die Emissionslinien des Koronaspektrums werden als Übergänge des äußeren Elektrons im Heliumatom, in dem sich das innere Elektron in einer 2s-Bahn befindet, gedeutet. Vier Kombinationen sind möglich, jeder Linie des normalen He-Spektrums lassen sich drei der anderen Kombinationen zuordnen. Die Abschirmungen gestatten Schätzungen über die gegenseitige Lage. Eine versuchswise Zuordnung einer Koronalinie zu einer He-Normallinie gibt den Differenzenquotienten der Wellenzahlen; die Richtigkeit der Gruppe wird an Hand einer graphischen Darstellung

von Termdifferenz zwischen He-Term und dem entsprechenden Term mit dem Elektron im 2 s-Niveau und dem He-Term geprüft. Die Intensitäten der zuordneten Linien sind in Übereinstimmung; eine Wahrscheinlichkeitsberechnung über eine Zufälligkeitszuordnung ergibt nur 1,2, denen sieben ermittelte gegenüberstehen. Weiterhin werden die Terme berechnet, indem die Koronalinien als Serienglieder entsprechend den Serien der Normallinien angesehen werden. Die daraus berechnete Anregungsspannung ergibt im Mittel 62 Volt, einen Wert, der gegen das thermische Gleichgewicht in der Korona spricht. Eine zweite Schwierigkeit entsteht in der Zuordnung zweier Gruppen, die gegen das Pauli-prinzip verstößt. Es folgt eine Skizzierung des möglichen Vorgangs bei der Erzeugung der Koronalinien sowie ein Hinweis auf die Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums als Sonnenstreulicht an Elektronen.

Sättele.

A. H. Rosenthal. Das Spektrum der Sonnenkorona. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 11, 16—17, 1930, Nr. 2. Siehe vorstehendes Referat.

Scheel.

M. Minnaert. De drijvende vastelanden en de beweging der zonnevlekken. *Physica* 10, 201—202, 1930, Nr. 6. Nach einer Veröffentlichung von Lely (referiert in diesen Ber. S. 1703) müßten die Längsachsen der Sonnenflecken auf kleineren Breiten als 45° parallel zum Äquator liegen, während auf größeren Breiten ihre Längsachsen mit der Meridianebene zusammenfallen würden. Dieses ist schwer zu kontrollieren, weil Sonnenflecken praktisch auf größeren Breiten als 45° nicht beobachtet werden. Man könnte wahrscheinlich ebenso gut die Achsen der Fleckengruppen untersuchen. Verf. hat dies getan und findet, daß bei größerer Breite eine größere Neigung der Achse auftritt, jedoch immer mit dem westlichen Ende am dichtesten am Äquator, während auch die Zunahme der Neigung eine kontinuierliche ist, und die Theorie von Lely eine plötzliche Zunahme der Neigung bei 45° Breite erwarten läßt. Allerdings würde man aus einer Tabelle der Calcium-flocken auf eine mit der Breite zunehmende Neigung zum Kanten schließen können.

H. O. Roosenstein.

O. F. T. Roberts. The Green Ray. *Nature* 126, 169, 1930, Nr. 3170. Teilt eine Beobachtung des grünen Strahles beim Sonnenuntergang mit. Beim Hinabfahren in ein Tal im Winter ergab sich ein Sonnenuntergang durch Verschwinden der Sonne hinter einem 5 km entfernten Hügel. Er dauerte fünf Sekunden. Der letzte Rest der verschwindenden Sonne ging von Orange über Gelb in Grasgrün über. Die Temperatur nahm bei der Beobachtung mit der Höhe über der Schneeoberfläche scharf zu, so daß die Dispersion groß war.

Güntherschulze.

G. W. Ritchey. Premiers résultats de photographie céleste obtenus avec le télescope Ritchey-Chrétien. *C. R.* 191, 22—23, 1930, Nr. 1. Die Bildbeschaffenheit der ersten Sternaufnahmen mit Hilfe des in C. R. 185 beschriebenen Teleskops werden besprochen. Die Platte ist rund und leicht gekrümmt, der Durchmesser beträgt 91 mm, was einer Feldgröße von 90 Minuten entspricht. Der Fixpunkt kann mit einer Genauigkeit von einigen hundertstel Millimeter eingestellt werden. Die Sternbilder, die im Mittelpunkt vollkommen sind, bleiben noch sehr weit von der Achse gut, da keine Kommabildung auftritt. Aufnahmen von Sternhaufen werden in Aussicht gestellt.

Sättele.

Paul W. Merrill and Cora G. Burwell. Behavior of bright lines in the spectra of several long-period variable stars. *Astrophys. Journ.* 71,

285—335, 1930, Nr. 5. Im ersten Teil der Arbeit werden von 10 Me- und 3 Se-Veränderlichen mit Perioden zwischen 225 und 443 Tagen die Intensitätsverhältnisse von $H\gamma : H\delta, H\beta : H\gamma, \lambda 4308 : \lambda 4202$ und $\lambda 4571 : \lambda 4308$ als Funktionen der Periode dargestellt. Im zweiten Teil werden die hellen Linien dieser Sterne identifiziert, es ergibt sich die Existenz von H, Mg, Si, Mn, Fe, Fe^+ und als zweifelhaft Sr^+ und In. Im dritten Teil werden die Verschiebungen der hellen Linien im Blauvioletten mit der Lichtphase untersucht, ferner die Verschiebung der $H\alpha$ -Linie relativ zu den ersteren. Beachtenswert ist die Abnahme der Geschwindigkeit bei und nach dem Lichtmaximum sowie das flache Minimum 30 bis 80 Tage nach Maximum. In der Besprechung der Ergebnisse werden die fünf Hauptpunkte zusammengestellt und besonders eine Deutung für den Verlauf der Intensitätskurven $H\gamma : H\delta$, der keine Symmetrie zur Lichtkurve aufweist, gegeben. Dieser Verlauf wird mit der geringen Intensität der Linien $H\alpha, H\beta, H\gamma$ gegenüber $H\delta$ in Zusammenhang gebracht und durch eine Modifizierung des Spektrums durch eine Titanwolke, die infolge des Lichtdrucks über die umkehrende Schicht gelangt ist, gedeutet; solche Verhältnisse sind eben nur in Me-Sternen möglich. *Sättele.*

Eitaro Yokoyama. Interim Report on Observations of Atmospherics which may be caused by Meteoric Showers. Proc. Imp. Acad. Tokyo 6, 154—157, 1930, Nr. 4. Auf eine Anregung von H. Nagaoka wurde die Beziehung zwischen dem Auftreten von Sternschnuppen und der Häufigkeit und Stärke der atmosphärischen Störungen untersucht. Die Beobachtung der atmosphärischen Störungen wurde bei einer Frequenz von 30 kHz während der Jahre 1928 und 1929 durchgeführt. Während der Quadrantiden, der Perseiden und der Leoniden im Jahre 1929 wurden keine Abnormitäten bei den Luftstörungen festgestellt. Dagegen waren die „Grinders“ während der Leoniden vom Jahre 1928 von ungewöhnlich langer Dauer. Weil die kurzen Wellen im allgemeinen von den Vorgängen in der höheren Atmosphäre mehr beeinflußt werden als die langen Wellen, wird eine Wiederholung der Versuche mit kurzen Wellen angekündigt.

H. O. Roosenstein.

H. Jones. Deviations from Boyle's Law in Stellar Interiors. Monthl. Not. 90, 293—303, 1930, Nr. 3. Die Bedingungen, unter denen ein ionisiertes Gas Abweichungen vom idealen Gasgesetz zeigt, sind wichtig zur Beurteilung der Sternstruktur. Es ist möglich, die gegenseitig aufeinanderwirkenden Energien zweier heliumgleicher Ionen mit großer Genauigkeit zu berechnen, sofern der Abstand zwischen den Kernen nicht zu klein ist. Wird der Abstand groß, so ist, abgesehen von der rein elektrostatischen Abstoßung, eine kleine anziehende Kraft zwischen den Ionen vorhanden. Verf. berechnet nun die gegenseitig wirkende Energie zweier heliumgleicher Ionen und prüft das Ergebnis durch die Bestimmung des Durchmessers des Heliumatoms bei gewöhnlicher Temperatur. Weiterhin wird der Abschirmungseffekt der freien Elektronen behandelt, wobei sich ergibt, daß er bei sehr großen Dichten vernachlässigt werden kann, da dort die Abweichungen vom idealen Gasgesetz verhältnismäßig größere Beträge erreichen können. Endlich wird ein Ausdruck abgeleitet, der deutlich zeigt, wie der van der Waalssche Ausdruck b/v von Kernladung, Temperatur und Dichte abhängt.

Otto.

Brian O'Brien. Energy distribution in the ultraviolet spectrum of skylight. Phys. Rev. 86, 381, 1930, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die Energieverteilung im Spektrum des vom Himmel gestreuten Sonnenlichtes nach einer früher beschriebenen Methode (Phys. Rev. 88, 640, 1929) zwischen den Wellenlängen 4000 und 2994 Å gemessen und mit der Energieverteilung des

direkten Sonnenlichtspektrums verglichen. Bei sehr klarem Himmel ist das Verhältnis der Intensitäten des Himmels 90° von der Sonne, 60° vom Zenit entfernt zur Intensität der Sonne proportional zu $1/\lambda^4$ im ganzen Wellenlängenbereich. Für einen Himmel mit gleichmäßiger Wolkendecke, die den Ort der Sonne noch schwach erkennen läßt, ist das obige Verhältnis von λ fast unabhängig und die Energieverteilung des direkten Sonnenlichtes stimmt mit der an sehr klaren Tagen bei gleicher Sonnenhöhe gemessenen überein, selbst wenn die absolute Intensität des direkten Strahles durch die Wolken auf $1/100$ von der bei klarem Wetter verringert ist. Bei dunstigem oder leicht wolkigem Himmel nimmt das Verhältnis der Helligkeit des Himmels zu der der Sonne mit abnehmendem λ zu, aber weniger schnell als $1/\lambda^4$, da die Streuung aus einem molekularen und einem nichtselektiven Glied besteht. Die früher mitgeteilten Werte der Energieverteilung im Spektrum des direkten Sonnenlichtes bei klarem Wetter zwischen 3300 und 2903 Å gelten also auch für Sonnenlicht, das durch Wolken oder Dunst geschwächt ist, vorausgesetzt, daß die Art der Streuung berücksichtigt wird. Die Ergebnisse zwingen zu dem Schluß, daß sowohl die nichtselektive als auch die molekulare Streuung unterhalb der Schicht des atmosphärischen Ozons stattfinden, in Übereinstimmung mit den angenommenen Werten für die Höhe dieser Schicht.

Güntherschulz.

Milton L. Humason. The Rayton short-focus spectrographic objective. *Astrophys. Journ.* 71, 351—356, 1930, Nr. 5. Bei sehr lichtschwachen Objekten ist die Aufnahme von Spektrogrammen mit der seitherigen Apparatur nicht möglich, es werden deshalb Erfahrungen mitgeteilt, die am Mt. Wilson-Observatorium mit einer kurzbrennweiten Linse der Öffnung 50 mm und Brennweite 32 mm gemacht wurden. Die genaue Beschreibung der Anordnung dieser Rayton-Linse wird in Aussicht gestellt; in vorliegender Arbeit wird die Größe der Dispersion, die Beschaffenheit des Spaltes und besonders die Konstruktion der Kassette, um die Farbenkurve des Objektives zu eliminieren, beschrieben. Infolge des wahrscheinlichen Fehlers von 100 km/sec bei Bestimmungen von Radialgeschwindigkeiten ist die Anwendung dieser Linse auf sehr rasch bewegte Objekte beschränkt. Ein Vorteil ist die wesentlich kürzere Belichtungszeit. In Tafel XI wird ein Spektrogramm von N. G. C. 1270 mit neuer Kamera (9 Stunden) dem Spektrogramm von N. G. C. 1273 mit alter Kamera (20 Stunden) bei 14facher Vergrößerung gegenübergestellt. Eine einzige Beobachtung am Baadeschen Nebelnest ergibt eine Radialgeschwindigkeit von + 11500 km/sec, was nach Hubble einer Entfernung von 75 Millionen Lichtjahren entspricht, in Übereinstimmung mit Hubbles Wert von 80 Millionen Lichtjahren.

Sættele.

Arthur Haas. Die mittlere Massendichte des Universums. Wiener Anz. 1930, S. 159—161, Nr. 16. Setzt man die Gravitationsenergie des gekrümmten gedachten Weltalls $E_{\text{grav}} = - fm^2/2 r$ (f die Gravitationskonstante, m die Weltmasse, r der Weltradius) und die Eigenenergie desselben $E = mc^2$, so folgt aus der Bedingung, daß die Gravitationsenergie den Betrag der Eigenenergie nicht überschreitet und aus der Beziehung zwischen Masse und mittlerer Dichte $m = 2\pi^2 r^3 \varrho$, $\varrho \leqq c^2 / \pi^2 f r^2$. Setzt man für r die Entfernung der weitesten Spiralnebel (10^{26} cm) ein, so findet man den Maximalwert der mittleren Massendichte $\varrho \leqq 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$, ein Wert, der mit dem empirisch gefundenen gut übereinstimmt. Umgekehrt ergibt sich, wenn man ϱ als bekannt voraussetzt, daß der Weltradius nicht viel größer als die bekannten Distanzen der fernsten Spiralnebel sein kann. Sticker.

Arthur Haas. Über den möglichen Zusammenhang zwischen kosmischen und physikalischen Konstanten. Wiener Anz. 1930, S. 161, Nr. 16.

Es besteht die Möglichkeit, daß durch die Gesamtzahl der Teilchen im Weltall ($N = 10^{77}$ bis 10^{78} nach de Sitter) die Konstanten der physikalischen Gesetze bestimmt sind. So ist diese Konstante nahezu gleich dem Quadrate des Verhältnisses, das zwischen der elektrischen Anziehung und der Massenanziehung zwischen einem Proton und einem Elektron besteht. Letzteres ist $\alpha = e^2/f M m = 10^{-39}$. Wenn die Beziehung $N = \alpha^2$ richtig sein sollte, so ließe sich umgekehrt aus den Eigenschaften der Elektronen und ihrer kosmischen Gesamtzahl das Massenverhältnis zwischen Proton und Elektron ermitteln.

Sticker.

T. Levi-Civita. Ancora sul moto di un corpo di massa variabile. Lincei Rend. 11, 626–632, 1930, Nr. 7. Gestützt auf Bemerkungen von Almansi und Fermi nimmt der Verf. das Problem der Bewegung eines Körpers von veränderlicher Masse, z. B. eines Planeten, dessen Masse durch auftreffende Meteoriten anwächst, wieder auf. Er gelangt in diesem Falle wieder zur Bewegungsgleichung $d(mv) / dt = F$, während für den Fall eines Massenverlustes durch Emission im Gegensatze zu einem früher erhaltenen und hier berichtigten Resultate die Gleichung in der üblichen Form $m dv / dt = F$ erhalten wird.

K. Przibram.

Leopold Rosenbaum. Die Perioden der Hochwässer und Eisstöße. Meteorol. ZS. 47, 193, 1930, Nr. 5. Kurze Mitteilung über einen vom Verf. im Österreichischen Ingenieur- und Architektenverein in Wien gehaltenen Vortrag, in dem er darauf hinweist, daß in den Hochwässern der Donau, des Rheins, des Mississippi und des Hoangho die Sonnenfleckperiode, die Brücknersche Periode und bei den beiden erstgenannten Strömen noch eine Periode von 67 Jahren nachweisbar sind.

Hopfner-Wien.

Rupert Holzapfel. Hauptergebnisse der Strahlungsmessungen auf der Stolzalpe in der Zeit vom 1. November 1928 bis 1. Oktober 1929. Wiener Anz. 1930, S. 154, Nr. 15. Im Auftrage der Wiener Akademie der Wissenschaften wurden auf der Landesheilstätte Stolzalpe in Steiermark Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung mit einem Michelsonaktionmeter und mit der Cadmiumzelle durchgeführt. Es ergab sich als Jahressumme der außerordentlich hohe Wert von 86,5 kcal, der den Wert der Stolzalpe für Heilzwecke erkennen läßt. Der beobachtete Höchstwert war 1532 cal/cm² min am 13. April 1929. Scheel.

Register der Geophysikalischen Berichte

1. Allgemeines

- G. Angenheister. Geophysik 109.
Arnaldo Belluigi. Possibilità pratica di ricerche geofisiche 110.
V. Conrad. Professor Dr. Karl Haussmann zum 70. Geburtstage 149.
Prof. F. M. Exner † 109.
Erwin F. Freundlich. Bericht über die Potsdamer Sonnenfinsternis-Expedition nach Takengon-Nordsumatra 110.
B. Gutenberg. Lehrbuch der Geophysik 26.
— Handbuch der Geophysik 149.
H. D. Harradon. Captain James Percy Ault 129.
—, F. E. Wright and H. W. Fisk. James Percy Ault 73.
Henning Kaufmann. Rhythmische Phänomene der Erdoberfläche 110.
E. Kleinschmidt. Würtembergische Erdbebenwarte 197.
Hugo Knobloch. Anwendung der Nomographie in der Meteorologie 197.
Friedrich Lauscher. Dynamisches Meter 149.
Alvaro R. Machado. Observatoria da Serra do Pilar 1.
H. Maurer. Dynamische Meter 149.
H. J. Menges. Schutz wissenschaftlicher Instrumente gegen Erschütterungen 110.
Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik 25.
A. Nippoldt, J. Keränen, E. Schweidler. Erdmagnetismus und Polarlicht. Wärme- und Temperaturverhältnisse der oberen Bodenschichten. Luftelektrizität 25.
— Adolf Schmidt zum siebzigsten Geburtstage 197.
F. Linke. Peter Polis † 73.
Leo Wenzel Pollak. Rationalisierung und Mechanisierung der Verwaltung und Verrechnung geophysikalischen Zahlenmaterials 110.
Chūji Tsuboi. Activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo 149.
A. Unsöld. Mount Wilson-Observatorium 129.

- J. Versluys. Origin of artesian pressure 150.
P. Werkmeister. Innere Orientierung der Kammer eines Phototheodolits 129.

2. Bewegung und Konstitution der Erde, Schwere

- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitbestimmung
- G. Bomford. Variation of Latitude with The Moon's Position 2.
Th. Bötel. Astronomische Ableitung des Ausdruckes für die ablenkende Kraft der Erdrotation 27.
E. Brylinski. Vitesse de la Terre 27.
J. Jackson and W. Bowyer. Shortt Clocks at Greenwich 114.
Richard Kolisko. Die Erdachsvibration eine Folge der Sonnentätigkeit 198.
Karl Ledersteger. Analyse des Radiusvektors der Polbahn 198.
R. Spitaler. Achsenschwankungen der Erde und ihre Folgen 151.
H. H. Turner. Discontinuities in the Variation of Latitude at Greenwich 114.
- Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie
(Siehe auch Angewandte Geophysik)
- W. Abold. Beobachtungen über Deformationen der Erde und dem Anziehungseinflusse von Sonne und Mond in Tomsk 3.
E. A. Ansel. Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen 113, 180.
Donald C. Barton. Torsion-balance in the determination of the figure of the earth 2.
Arnaldo Belluigi. Gravimetria Mineraria 114.
— Caratteristiche fisiche fondamentali della pianura padana 130.
G. Boaga. Proposito di semplici e rapidi procedimenti topografici 104.

- Arnaldo Bellugi. Nuovi Calcoli di influenze gravimetriche di terreni superficiali e profondi 200.
- Mario Bossolasco. Isostasie ed ondulazioni del geoid in rapporto alle anomalie gravimetriche ed alle deviazioni della verticale 152.
- William Bowie. Prismes verticaux de la Terre ayant même masse 1.
- Charles F. Brush. Gravitation 2.
- Umberto Crudeli. Campo gravitazionale terrestre 130.
- Th. De Donder. Signification et invariance de la constante quantique \hbar déduites de la Gravifique 130.
- J. Egedal. Apparat til Registrering af Variationer i Jordskorpens Stilling i Forhold til Lodlinien 80.
- Gustave Ferrié. Enregistrement des Oscillations d'un Pendule sans Liaisons Matérielles 74.
- G. Gambarzoff. Geologische Interpretation magnetometrischer und gravimetrischer Beobachtungen mit Hilfe von Apparaten zur mechanischen Berechnung 130.
- G. B. Gazzaniga. Pile di gravità 114.
- B. Gutenberg. Schwere und Druck im Erdinnern 154.
- G. Hagen. Oscillazioni del pendolo libero fotografate 199.
- C. A. Heiland, Chas. W. Henderson and J. A. Malkovsky. Geophysical investigations at Caribou 49.
- W. Heiskanen. Elliptizität des Erdäquators 27.
- Undulationen des Geoids und Schwerkreisaberrationen 152.
- Isostasie und Schwerkreisaberrationen 153.
- Paul Hirsch. Pendel mit oszillierendem Aufhängepunkt 130.
- F. Holweck et P. Lejay. Instrument transportable pour la mesure rapide de la Gravité 199.
- F. Hope-Jones. Registering the oscillations of a pendulum without touching it 74.
- F. Hopfner. Reduktion von Bruns-Bowie 28.
- Brun's Term and the Mathematical Expression for the Gravity Anomaly 111.
- Bestimmung der Erdgestalt nach isostatischen Gesichtspunkten 111.
- Dreiachsigkeit der Erdfigur und Begründung der Lehre von der Isostasie 111.
- Grundsätzliche Fragen bei der Berechnung der Schwerkraft 113.
- F. Hopfner. Konvergenzbereich der Reihe für das äußere Raumpotential 150.
- Größe der Geoidundulationen und ihrer Berechnung aus Lotablenkungen 153.
- Hypothesenfreie Reduktion und numerische Verarbeitung der beobachteten Schwerkraftwerte 153.
- Schwerereduktion und Dreiachsigkeit 153.
- Heinrich Jung. Isostatische Schwerkreisaberrationen und deren Beziehung zu den totalen Anomalien 199; E. A. Ansel. Bemerkungen hierzu 199.
- Karl Jung. Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße 17.
- Belowsche Methode zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient 125.
- Paul E. Klopsteg. Bifilar pendulum 74.
- E. Kogbetliantz. Vitesse de propagation de la gravitation 197.
- G. Kusminov. Relative Schwerkraftbestimmung in Moskau 3.
- Walter D. Lambert. Astronomical methods of determining the figure of the earth 2.
- Brun's Term and the Mathematical Expression for the Gravity Anomaly 111.
- Recent Article by Dr. Hopfner 197.
- Methods of Reducing Gravity Observations 199.
- H. Martin. Photographisches Koinzidenzverfahren 28.
- M. Matuyama and H. Higasinaka. Subterranean Structure of Takanami Oil-field Revealed by Gravitational Method 125.
- O. Meisser. Vierpendelapparat für relative Schwerkreismessungen 74.
- und H. Martin. Erhöhung der Meßgenauigkeit bei relativen Schwerkreismessungen 113.
- und F. Wolf. Geophysikalische Messungen unter Tage 103.
- Corradino Mineo. Orientazione de l'ellisse équatoriale terrestre 1.
- Hantaro Nagaoka and Naoshi Ayabe. Silicaglass Pendulum 154.
- Fridtjof Nansen. Earth's crust, its surface-forms, and isostatic adjustment 115.
- Daizō Nukiya. Observation of the Inclination of Eartherust with Spirit Level 27.

- B. Numerov. Gravity Observations 28.
- W. Oserezky. Diagramm zur Bestimmung der Differenz der Schwerkraftstörung Ay in zwei Beobachtungspunkten 125.
- H. Passarge. Abplattung der Erde 198.
- Teodor Schlomka. Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium 199.
- H. Schmehl. Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen 180.
- und W. Jenne. Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtenkonstanten von Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren 2.
- Karl Schütte. Schwereunterschied München-Potsdam 114.
- Robert Schwinner. Horizontalabstand von Pendelstationen 125.
- Giovanni Silva. Precisione delle osservazioni di gravità relativa, compensate col metodo del Venturi 27.
- Formola della gravità normale 199.
- G. C. Simpson. Dynamische Meter 129.
- C. Somigliana. Misura della Terra e gravimetria 73.
- Campo gravitazionale esterno del geoide ellissoidico 130.
- Ryutaro Takahasi. Tilting of the earth's crust with a pair of water pipes 197.
- Chūji Tsuboi. Time Variation of the Second Space Derivatives of the Gravitational Potential 73.
- Relation between the Distributions of Gravitational Anomalies and the Origins of Earthquakes in Japan 79.
- Charles Volet. Détermination absolue de la gravité par le pendule 49.
- Rolin Wavre. Figures d'équilibre et géodésie 73.
- Accord possible entre la géodésie et la théorie de la précession des équinoxes 74.
- Temperatur, Zusammensetzung und Aggregatzustand der Erde, Geochemie, Alter der Erde
- Baticle. Théorie de l'équilibre des massifs pesants soumis à des souspressions, et son application à la stabilité des barrages et des talus 49.
- A. A. Bless. Composition of the interior of the earth 151.
- Mario Bossolasco. Previsione della temperatura nell'interno delle montagne 200.
- William Bowie. Zones of weakness in the Earth's crust 73.
- Hans Breyer. Elastizität von Gesteinen 113.
- Herculano de Carvalho. Présence de l'uranium dans les eaux minérales 200.
- A. P. Coleman. Age of the Earth 200.
- Paul S. Epstein. Innere Konstitution und Abplattungskoeffizient der Erde 1.
- G. Friedel et V. Maikowsky. Mesures de températures dans les sondages 27.
- Frank M. Gentry. Internal temperature of the earth's crust 27.
- V. M. Goldschmidt. Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente 17.
- J. W. Gregory. Geological History of the Pacific Ocean 130.
- B. Gutenberg. Verteilung der Massen an der Erdoberfläche 151.
- Aufbau des Untergrundes im Pazifischen Ozean 155.
- Arthur Holmes. Ore-lead and Rock-lead and the Origin of certain Ore Deposits 4.
- James A. Hootman and W. S. Nelms. Radioactivity of Stone Mountain 158.
- Harold Jeffreys. Prof. Joly and the Earth's Thermal History 27.
- J. Joly. Earth's Thermal History 27.
- J. Koenigsberger. Erforschung der ersten 100 km Erdkruste 115.
- Leopold Kober. Verteilung der Massen an der Erdoberfläche 73, 151.
- Masao Kuroda. Mechanical Properties of Snow-Layer 28.
- M. Machatschek. Verteilung der Massen an der Erdoberfläche 73.
- Jacques Mesnager. Théorie des massifs pesants soumis à des souspressions et son application à la stabilité des barrages 49.
- B. Nikitin et L. Komleff. Teneur en radium des eaux pétrolifères de Bakou et du Daghestan 200.
- C. E. Van Orstrand. Nature of Isogeothermal Surfaces 114.
- J. H. J. Poole. Thermal instability of the Earth's crust 129.
- A. Prey. Elastizitätskonstante der Erde 111.
- Georges Tiercy. Densité superficielle moyenne de la terre 197.

8. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste. Seismik.
- Tektonik, Vereisung, Klimaschwankung
- W. Bowie. Crustal changes due to Moon's Formation 201.
- Erich von Drygalski. Gleichgewichtslage der Erdkruste und ihre Bewegungen 115.
- S. Fujiwhara and T. Takayama. Possibility of finding Stresses acting on and Displacements of the Earth-crust from its surface form 79.
- J. W. Gregory. Relative influence of denudation and earth-movements in moulding the surface of the earth 29.
- B. Gutenberg. Hypotheses on the development of the earth 75.
- W. Köppen. Verlauf und Ursachen des europäischen Eiszeitalters 201.
- M. Lagally. Zerreißerscheinungen in Strömungen zäher Flüssigkeiten 141.
- Theorie der Spaltenbildung in Gletschern 141.
- U. Ph. Lely. Continentendrift volgens Wegener 131.
- Experiment, das die Kräfte demonstriert, welche die Verschiebung der Kontinente verursachen können 201.
- Eugenjusz Romer. Ice Age in the Tatra Mts. 140.
- P. Stephan. Mechanik der Kontinentverschiebungen 131.
- G. Tammann. Bildung des Gletscherkorns 187.
- Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Deformation of the Earth Crust and Topographical Features 79.
- Alex. Véronnet. Déplacement des pôles et dérive des continents 131.
- Rudolf Wedekind und Heinrich Jung. Mechanisches Prinzip der Erosion 204.
- Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik
(Siehe auch Angewandte Geophysik)
- René Baillaud. Séismes et coups de toit 116.
- A. Bellugi. Caratteristiche fisiche fondamentali della pianura padana 130.
- Richard Berger. Die belauschte Erde 158.
- H. P. Berlage jr. Seismometer; Auswertung der Diagramme 149.
- Näherungsformeln zur Berechnung der Amplituden elastischer Wellen 204.
- Perry Byerly. Dispersion of seismic wave of the love type and the thickness of the surface layer of the earth under the Pacific 157.
- Bonaparte Colombo. Propagazione delle onde sismiche in uno strato piano illimitato 75.
- V. Conrad. Neuseelandbeben 50.
- Einsätze in Fernbebendiagrammen 155.
- Existiert eine dritteltägige Häufigkeitsschwankung der Erdbeben? 156.
- Charles Davison. 42-Minute Period in the Frequency of the After-Shocks of Earthquakes 202.
- J. C. Dobbie. Ranges and Phase-displacements of the Earth and Ocean Tides 116.
- Sakuhei Fujiwhara and Takeo Takayama. Mechanism of the Great Sagami Bay Earthquake on September 1, 1923 156.
- E. Gherzi. Microseisms Associated with Storms 157.
- B. Gutenberg. Laufzeitkurven 76.
- Theorie der Erdbebenwellen; Beobachtungen; Bodenruhe 149.
- Registrierungen mit zwei Galitzinpendeln verschiedener Periode 154.
- Aufbau des Untergrundes im Pazifischen Ozean 155.
- und H. Landsberg. Taunusbeben vom 22. Januar 1930 155.
- J. W. Gregory. Earthquake South of Newfoundland and Submarine Canyons 51.
- M. Hasegawa. Wirkung der obersten Erdschicht auf die Anfangsbewegung einer Erdbebenwelle 115.
- Akitune Imamura. Earth-vibrations induced in some localities at the arrival of seismic waves 78.
- Multiple Source of Origin of the Great Kwanto Earthquake 79.
- and Takao Kodaira. Preseismic Earth-tilting and Mechanism of Occurrence of the Kii Earthquake of July 4, 1929 157.
- Fuyuhiko Kishinouye and Takao Kodaira. Effect of Superficial Sedimentary Layers upon the Transmission of Seismic Waves 51, 78.
- Win Inouye. Statistical Regularities regarding the Altitudes of Mountain Ranges and Amounts of Dislocations of the Earth's Surface 77.
- and Tomonori Sugiyama. Pre-seismic Earth-tiltings observed at Mt. Tukuba 157.

- Mishio Ishimoto and Ryûtarô Takahashi. Mouvements d'un bâtiment dans des conditions tranquilles 77.
- Mecanisme de la production des ondes sismiques 156.
- Harold Jeffreys. Effect on Love Waves of Heterogeneity in the Lower Layer 115.
- R. Köhler. Harmonische Schwingungen des Untergrundes 116.
- T. P. Kravetz. Zusammenhang der Erdbeben mit den Polhöhenschwankungen 5.
- Gerhard Krumbach. Zur Frage der Laufzeitkurven 29, 76.
- J. Lacoste. Variation diurne de l'agitation microséismique 132.
- Variation du coefficient d'amortissement avec la période dans les seismographes 157.
- I. Lehmann. Laufzeitkurve der Phase $S_c P_c S$ 29.
- P. Liechti. Hochfrequenzmethode zur Registrierung von Bodenerschütterungen 157.
- Takeo Matuzawa. Relative Magnitude of the Preliminary and the Principal Portion of Earthquake Motions 50.
- Observation of Recent Earthquakes and their Time-distance Curves 156.
- Ch. Maurain. Répartition des tremblements de terre en latitude 75.
- Takeo Matuzawa, Kunitika Yamada and Takeo Suzuki. Forerunners of Earthquake-motions 78.
- H. Mendel. Seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung 79.
- Naomi Miyabe. Fluctuation of the Zone of Macroseismic Activity in the Pacific Ocean 5.
- Saemontaro Nakamura. Earthquake of the 7th March 1927 in Tango 75.
- Diffraction on Artifical Shocks Caused by a Small Building 78.
- Nobaji Nasu. Aftershocks of the Tango Earthquake 77.
- Josef Neunteufel. Bestimmung des Epizentrums eines Nahbebens 204.
- Hitoshi Omura. Horizontal Displacements of the Primary and Secondary Triangulation Points, observed after the Earthquake 77.
- Revision of the Primary Trigonometrical Survey in Tango Earthquake Districts 77.
- Luis Rodés. Périodes diurne et annuelle dans la distribution de 1944 tremblements de terre enregistrés par un même sismographe 78.
- Wilhelm Salomon-Calvi. Bedeutung der Wegenerschen Kontinentalverschiebungs-Theorie 131.
- Seismische Funkmeldungen 202.
- Rocco Sereni. Problemi sulla deformazione simmetrica del suolo elastico 5.
- Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura. Generation of Rayleigh-waves from an Internal Source of Multiplet-type 76.
- Generation of Rayleigh-waves from a Sheet of Internal Sources 76.
- Periodic Rayleigh-waves caused by an Arbitrary Disturbance 76.
- Tilting of the Surface of a Semi-infinite Solid due to Internal Nuclei of Strain 76.
- Propagation of Love-waves on a Spherical Surface and Allied Problems 79.
- Formation of Deep-water Waves due to Subaqueous Shocks 156.
- Rayleigh-waves having Some Azimuthal Distribution 158.
- Possibility of the Free-oscillations of the Surface-layer excited by the Seismic-waves 203.
- and Genrokuro Nishimura. Displacement independent of the Dilatation and the Rotation in a Solid Body 79.
- — Possibility of the Block Movements of the Earth Crust 150.
- A. Sieberg. Erdbeben 149.
- A. Sludsky. Erdbeben in der Krim 5.
- Ernst Sorge. Dickenmessungen des grönlandischen Inlandeises 80.
- R. Spitaler. Auslösung von Erdbeben durch die Achsenschwankungen der Erde 203.
- Kyoji Suyehiro. Nature of Earthquakes Studied by Means of the Seismic Wave Analyser 78.
- Ryûtarô Takahashi. Tilting Motion of the Earth Crust caused by Secondary Undulations of Tides in a Bay 77.
- E. Tams. Seismizität des Südantillenbogens 204.
- Torahiko Terada. Nature of Destructive Earthquakes 155.
- Andrew Thomson. Earthquake Sounds heard at Great Distances 29.

- Chûji Tsuboi. Block Movements as Revealed by Means of Precise Levelings in Earthquake Districts of Japan 77.
- Relation between the Distributions of Gravitational Anomalies and the Origins of Earthquakes in Japan 79.
- Activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo 149.
- E. Wanner. Geographie der Erdbeben 202.
- L. Weickmann. Umbau des Leipziger Seismographen 157.
- F. J. W. Whipple. Earthquake Sounds heard at Great Distances 30.
- A. W. Wosnesensky. Erdbeben in der Krim 5.
- 4. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht**
- Erdmagnetismus
(s. auch Angewandte Geophysik)
- Giorgio Abetti. Relazioni fra le eruzioni solari e le tempeste magnetiche terrestri 51.
- H. W. L. Absalom. Observations of terrestrial magnetism made in the British Isles 204.
- J. P. Ault and H. W. Fisk. Annual changes of the magnetic elements in the Caribbean Sea and Pacific Ocean 80.
- I. Bachurin. Magnetfeld der Körper von regelmäßiger Form vom Standpunkte der Magnetometrie 5.
- J. Bartels. Fortschritte unserer Kenntnisse vom Magnetismus der Erde 161.
- Arnaldo Belluigi. Correzione Topografico-Magnetica 117.
- A. Belluigi. Caratteristiche fisiche fondamentali della pianura padana 130.
- S. G. Brown. Giro compasses for gunfire control 83.
- Fr. Burmeister. Erdmagnetische Messungen an bayerischen Säkularstationen 206.
- Säkularvariation in der Rheinpfalz 207.
- S. Chapman. Theory of the Solar Diurnal Variation of the Earth's Magnetism 82.
- Cosmical Magnetic Phenomena 209.
- Raymond Chevallier. Aimantation permanente de laves d'Islande et de Jean Mayen 117.
- R. Chevallier. Aimantation naturelle de laves polaires 207.
- R. Chevallier. Aimantation permanente de basaltes des Feroe 207.
- Charles Chree. Distribution-constants of magnetometers 53.
- T. F. Connolly. Portable standard compass 208.
- D. La Cour. Balance de Godhavn 159.
- Modification de l'enregistreur à marche rapide et à petite consommation de papier 207.
- C. R. Duvall. Computation of the moment of inertia of a magnet and its suspension 80.
- L. Eblé et J. Itié. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux 207.
- J. Egedal. Herleitung des Potentials des täglichen erdmagnetischen Variationsfeldes 208.
- C. Ennis. Corrections to amplitudes and phase-angles computed by harmonic analyses for non-cyclic changes assumed to be linear 116.
- G. Fanslau. Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Samoa 117.
- Was sagen uns die Parameter eines Magneten ? 208.
- J. A. Fleming. Carnegie's seventh cruise 162.
- Last cruise of the Carnegie 205.
- and H. W. Fisk. Intensity-constants of magnetometers 53.
- G. Gamburzeff. Geologische Interpretation magnetometrischer und gravimetrischer Beobachtungen mit Hilfe von Apparaten zur mechanischen Berechnung 130.
- E. Gehlisch. Forschungsmethoden über den Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckentätigkeit und den erdmagnetischen Störungen 209.
- A. v. Gernet-Reval. Magnetische Messungen in der Ostsee 207.
- A. H. R. Goldie. Rotation of the Earth and Magnetostriction 83.
- Fr. Göschl. Planetare Ursachen für die Schwankungen des Erdmagnetismus im Jahre 1927 31.
- M. Grotewahl. Magnetische Aufnahme der Ostsee 6.
- A. Graf. Theoretische Kippisoklinen und Horizontalisodynamen bei Induktionsmethoden 81.
- Ross Gunn. Theory of the permanent magnetic fields of the sun and earth 80.

- H. Haalck. Vorhandensein einer magnetischen Wirkung durch rotierende Massen und die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus 52.
- Erklärung der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie 160.
- George Hartnell. Distribution coefficients of magnets 158.
- Daniel L. Hazard. United States Magnetic Tables and Magnetic Charts for 1925 159.
- C. A. Heiland. Possible causes of abnormal polarizations of magnetic formations 206.
- Chas. W. Henderson and J. A. Malkovsky. Geophysical investigations at Caribou 49.
- J. Keränen. Vektor der magnetischen Störungen im aperiodischen Verlauf 206.
- Edward S. King. Rotation of the Earth and Magnetostriction 52.
- J. Koenigsberger. Tägliche erdmagnetische Variationen in zwei Alpentälern 162.
- H. Labrouste et Mme Labrouste. Relation entre composantes périodiques de l'activité solaire et de l'amplitude diurne de la déclinaison magnétique 208.
- Motonori Matuyama. Direction of Magnetisation of Basalt in Japan, Tyōsen and Manchuria 7.
- H. E. McComb. Induction-coefficients for magnetometer-magnets 30.
- and A. K. Ludy. Temperature-Compensation and adjustment of magnetic variometers 208.
- W. N. McFarland. Construction of magnetic charts 205.
- P. L. Mercanton. Rock magnetism 52.
- A. Nippoldt. Verteilung des Erdmagnetismus 51.
- T. Okada. Vector-diagram representing the diurnal variations of horizontal intensity of the earth's magnetic field 204.
- Joh. Olsen. Communication de l'observatoire magnétique à Godhavn 205.
- L. Palazzo. Erdmagnetische Messungen in Feodossia 207.
- Helge-Petersen und D. La Cour. Théorie de l'intensiometre magnétique à l'induction mutuelle de D. La Cour 159.
- Kyrill Popoff. Erdmagnetische Messungen in Bulgarien, Mazedonien, Trazien und in der Dobrudja 207.
- H. Reich. Magnetische Messungen im Harz 6.
- H. Reich. Ursachen der magnetischen Störungen in Ostpreußen 6.
- und W. Wolff. Magnetisches Verhalten verschiedener Harzgesteine 6.
- Magnetische Anomalie am Lebäse in Ostpommern 207.
- M. Rössiger. Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität mit dem Magnetron 159.
- H. Seblatnigg und A. Graf. Messung der horizontalen Störungskomponente des erdmagnetischen Feldes 71.
- Floyd M. Sonle. Earth-inductor measurements aboard the Carnegie 205.
- Viktor Theimer. Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén 159.
- L. Trafelli. Se non convenga ammettere l'insufficienza della legge di Coulomb per le distanze cosmiche nell'interpretazione di fenomeni legati al magnetismo 132.
- W. Ulianin. Transportables elektrisches Magnetometer 30.
- O. Venske. Innere Genauigkeit von Inklinationsmessungen mit dem Erd-induktor 206.
- W. F. Wallis. Comparison of magnetic disturbances at different stations 205.
- Boris Weinberg. Größenordnung der lokalen magnetischen Variationen und Methodologie der magnetischen Aufnahmen 30.
- ### Polarlicht
- S. Chapman. Solar Ultra-Violet Radiation as the Cause of Aurorae and Magnetic Storms 163.
- H. Deslandres. Cause qui intervient pour augmenter ou modifier l'intensité des raies et des bandes dans les spectres d'atomes et de molécules 136.
- J. Dufay. Spectre, couleur et polarisation de la lumière du ciel nocturne 164.
- Rudolf Frerichs. Singlet system of the oxygen arc spectrum and the origin of the green auroral line 209.
- E. O. Hulbert. Ultra-violet light theory of aurorae and magnetic storms 210.
- J. C. McLennan and H. J. C. Ireton. Spectroscopy of the light from the night sky 163.
- , J. H. McLeod and H. J. C. Ireton. Intensities of the Light of the Oxygen Green Line of the Night Sky 136.
- F. Paschen. Sauerstoff-Spektrum O I 210.

- A. Rubinowicz. Zeeman-Effekt der grünen Nordlichtlinie 209.
Richard Ruedy. Licht des Nachthimmels und grüne Linie 5577,3 Å 165.
- V. M. Slipher und L. A. Sommer. Deutung des Nordlichtspektrums 31.
L. A. Sommer. Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel 210.
- Carl Størmer. Spectrum of Sunlit Aurora Rays as compared with the Spectrum of Lower Aurora in the Earth's Shadow 8.
- Échos retardés 10.
- Kortbølgelektricitet fra elektronstrømme utenfor maanebanen og deres sammenheng med polarlyssets teori 89.
- Distribution in Space of the Sunlight Aurora Rays 89.
- Evidence of the Action of Sunlight on Aurora Rays 89.
- Solbelyste nordlyssstraaler 89.
- Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen 89.
- L. Vegard. Deutung des Nordlichtspektrums 71.
- Variations of Intensity Distribution of the Auroral Spectrum and the Possible Influence of Sunlight 89.
- Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen und Konstitution der höheren Atmosphärenschichten 136.
- Erdströme, Erdladung,
Luftelektrizität
- Actual Lightning Measured 34.
G. Aliverti e A. Rostagni. Misure di elettricità atmosferica 8.
- E. V. Appleton. Measurements of the Equivalent Height of the Atmospheric Ionised Layer 88.
- Wireless methods of investigating the electrical structure of the upper atmosphere 212.
- Arnaldo Belluigi. Amplificatori geometrici di piccole deformazioni di linee di corrente in un suolo artificialmente elettrizzato 211.
- L. V. Bewley. Traveling Waves Due to Lightning 35.
- Max Bider. Einfluß meteorologischer Faktoren auf das luftelektrische Potentialgefälle 227.
- Blitzschaden an einem Fernkabel 170.
- C. V. Boys. Progressive Lightning 58.
- Joseph G. Brown. Electric space charge in the lower atmosphere 55.
- Joseph G. Brown. Variation of the electric potential gradient in the lower atmosphere 87.
- Buth. Das Wünschelrutenproblem — ein elektrisch-physiologischer Vorgang 213.
- S. Chapman. Two apparent large temporary local magnetic disturbances possibly connected with earthquakes 208.
- Jean Chevrier. Variation diurne du potentiel électrique de l'air 56.
- C. Dauzère. Formation des charges électriques dans les nuages 168.
- T. L. Eckersley. Recombination of Electrons and Positive Ions in the Upper Atmosphere 212.
- J. Egedal. Variation of Conductivity of the Upper Atmosphere 34.
- Existenz einer mondentägigen Variation in den Erdströmen 132.
- Henry A. Erikson. Nature of the ions in air 32.
- Fr. Errulat. Erdmagnetische Messungen im Gebiete von Danzig 81.
- A. S. Eve, D. A. Keys and F. W. Lee. Penetration of Rocks by Electromagnetic Waves 8.
- Werner Feld. Abschätzung der Blitzenergie aus ihren Wirkungen beim Einschlag in den Drachendraht 35.
- H. Freeborn Johnston. Terminology and symbols in atmospheric electricity 55.
- Rudolf Frerichs and J. S. Campbell. Experimental Evidence for the Existence of Quadrupole Radiation 210.
- J. Fuchs. Sende- und Empfangsverhältnisse im Hochgebirge mit besonderer Berücksichtigung der atmosphärischen Störungen 11.
- O. H. Gish. Reliability of earth-current potential measurements 52.
- Ross Gunn. Electromagnetic effect and its application to a theory of the permanent magnetic field of the sun and earth 8.
- Richard Hamer. Transient earth currents accompanying the recent Newfoundland earthquake 117.
- J. L. Hamshere. Mobility Distribution and Rate of Formation of Negative Ions in Air 55.
- Hans Hellmann. Auftreten von Ionen beim Zerfall von Ozon und die Ionisation der Stratosphäre 227.
- Victor F. Hess. Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland 88.
- E. O. Hulbert. Ionization in the upper atmosphere 55.

- E. O. Hulbert. Zodiacal light and magnetic storms 80.
— Ions and electrical currents in the upper atmosphere of the earth 87, 120.
— Ionization in the upper atmosphere of the earth 225.
- H. Israël. Schwere Ionen in der Atmosphäre 132.
- G. W. Kenrick and C. K. Jen. Measurements of the height of the Kennelly-Heaviside layer 118.
- Peter Lautner. Luftelektrische Verhältnisse am Zugspitzgipfel 58.
- W. W. Lewis and C. M. Foust. Lightning Investigation on Transmission Lines 169.
- Jean Lugeon. Méthode de sondage électromagnétique vertical et quasi-horizontal de l'atmosphère 71.
— Repérage radio-électrique des tempêtes de sable du Sahara à grande distance 168.
- E. W. Marchant. Globular Lightning 84.
- H. B. Maris and E. O. Hulbert. Comets and terrestrial magnetic storms 83.
- L. Martinozzi. Schema di disposizione per la misura della densità degli ioni nell' atmosfera 88.
- E. Mathias. Étude de la matière fulminante. La tension superficielle 34.
— Matière fulminante 84, 85.
— Globes excavateurs 119.
— Conception de Stephen Gray sur l'identité de la foudre et des étincelles des machines électriques 133.
- K. B. McEachron. Thyrite, Material for Lightning Arresters 136.
- I. G. Hemstreet and W. J. Rudge. Travelling Waves on Transmission Lines. Tests with Artificial Lightning Surges 170.
- A. Meissner. Kugelblitze 84.
- Albert Nodon. Perturbations électromagnétiques, sismiques et solaires 158.
- J. J. Nolan and T. E. Nevin. Effect of Water Vapour on Diffusion Coefficients and Mobilities of Ions in Air 119.
— and P. J. Nolan. Observations on atmospheric electricity in country air 171.
- Daizō Nukiyama. Accumulation of Electric Charge on Thunderclouds 9.
— and Hisashi Noto. Electrification of Water Drops 9.
— — Charges of Thunderclouds 31.
- Franz Ollendorff. Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in geschichtetem Erdreich 82.
— Strahlungsfeld des Blitzes 119.
- Leigh Page. Effect of the Earth's magnetic and electric fields on ion paths in the upper atmosphere 172.
- F. W. Peek, Jr. Lightning 133, 135.
- G. Petrucci. Anormali dispersioni elettriche dell' atmosfera 34.
- Oskar Prochnow. Blitz-Photographie 84.
— Blitzforschung 133.
- W. J. Rooney and O. H. Gish. Earth-resistivity survey at Huancayo 211.
- Bruno Rossi. Method of Registering Multiple Simultaneous Impulses of Several Geiger's Counters 137.
- Reinhold Rüdenberg. Kopfgeschwindigkeit elektrischer Funken und Blitze 169.
- V. Schaffers. Mise à la terre des paratonnerres 118.
- J. C. Schelleng. Ionization in the upper atmosphere 120.
- F. Schindelhauer. Elektromagnetische Störungen 7.
- Teodor Schlomke. Theorie des elektrischen Feldes der Erde 54.
- A. W. Simon. Electrostatics of the thunderstorm 85.
- G. C. Simpson. Lightning 56, 57.
- Philip Sporn and W. L. Lloyd, Jr. Lightning Investigation on 132-Kv. System 168.
- A. Stäger. Vulkanische Elektrizität und verwandte Gebiete 32.
- W. F. G. Swann. Theory of the charging effect on an insulated body exposed to primary corpuscular radiation 35.
— Activities in atmospheric-electric investigations 117.
— and A. Longacre. Endeavor to detect a corpuscular current entering the earth 36.
- E. A. Tscherniawsky. Luftelektrizität und geophysikalische Grundlagen der Elektroionenkultur 34.
- A. Vincent. Électrisation de vents chargés de neige 34.
- E. Walles. Bestimmung der Eveschen Zahl mit einer Seifenblase als Ionisationsgefäß 86.
- B. Walter. Blitzaufnahme 85.
- R. E. Watson. Modern photographic electrograph 31.
- A. Wigand. Feinstruktur des luftelektrischen Feldes 54.

- A. Wigand. Atmosphärisches Aerosol 64, 139.
C. T. R. Wilson. Thundercloud problems 85.
T. W. Wormell. Vertical Electric Currents below Thunderstorms and Showers 167.
John Zeleny. Distribution of mobilities of ions in moist air 33.

Durchdringende Strahlung

- L. N. Bogojavlevsky und A. A. Lomakin. Versuche mit durchdringenden Erdstrahlungen 10.
W. Bothe und W. Kolhörster. Wesen der Höhenstrahlung 9.
— Natur der Höhenstrahlung 37.
Axel Corlin. Variations with sidereal time in the intensity of highly penetrating Cosmic Radiation 61.
— Kosmischer Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung 89.
— Höhenstrahlungsschwankungen zweiter Art 172.
— Sternzeitperiode der Höhenstrahlung 172.
— Variations with Sideral Time in the Intensity of the Cosmic Ultra-Radiation 216.
L. F. Curtiss. Nature of Cosmic Radiation 60.
— Nature of cosmic radiation 172.
A. K. Das. Natur der Höhenstrahlung 37.
Olaf Devik. Maaling av gjennemtrente straaling i Norge 108.
C. Dorno. Erklärung des „Barometereffektes“ der Ultrastrahlung 215.
V. F. Hess und O. Mathias. Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlen auf dem Sonnblick 37.
— Enregistrements de l'ultrarayonnement cosmiques au Sonnblick 60.
— und A. Reitz. Kapazitätsbestimmung von Strahlungsapparaten 120.
W. Kaufmann. Barometereffekt der Höhenstrahlung 90.
Werner Kolhörster. Bestimmung der Konstanten, insbesondere der Kapazität von Strahlungsapparaten 119.
— Das Potsdamer Höhenstrahlungslaboratorium 217.
Helmut Kulenkampff. Absorptionsgesetz der durchdringenden Höhenstrahlung 120.
F. Lindholm. Enregistrements de l'ultrarayonnement cosmique à Muottas-Muraigl 59.

- F. Lindholm. Registrerbeobachtungen der Hesschen Ultrastrahlung auf Muottas-Muraigl 214.
Robert A. Millikan. Geschichte der kosmischen Strahlung 119.
— History of cosmic radiation 172.
— and I. S. Bowen. Significance of recent cosmic-ray experiments 214.
— and G. H. Cameron. New results on cosmic rays 89, 214.
L. M. Mott-Smith. Possibility of Determining the Energy of the Cosmic β -Particles by Magnetic Deflection 173.
E. Regener. Absorption der Höhenstrahlung 215.
G. B. Rizzo. Radiazioni penetranti 137.
B. Rossi. Metodo per lo studio della deviazione magnetica dei raggi penetranti 132.
Antonio Rostagni. Ultime ricerche sulla radiazione penetrante 137.
Walter M. H. Schulze. Durchdringende Strahlung in der Atmosphäre 137.
E. Steinke. Wasserversenkmessungen der durchdringenden Hesschen Strahlung 59.
— Durchdringende Hesssche Strahlung 60.
— Schwankungen und Barometereffekt der kosmischen Ultrastrahlung im Meeressniveau 216.
Rudolf Steinmauer. Registrierbeobachtungen der Schwankungen der Hesschen kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnblick 213.
W. F. G. Swann. Variation of the residual ionization with pressure at different altitudes, and its relation to the cosmic radiation 89.
Le Roy D. Weld. Analysis of cosmic-ray observations 89.
K. Wölcken. Stand der Untersuchungen über die durchdringende Höhenstrahlung 9.

Radioaktivität

- A. A. Lomakin. Gehaltmessung radioaktiver Emanationen in der atmosphärischen Luft 16.
A. Tscherepennikov. Radioaktivität der Gase und Gewässer des Uchtaer Naphthagebietes usw. 10.

Drahtlose Wellen in der Atmosphäre

E. V. Appleton and J. A. Ratcliffe. Simultaneous Observations on Downcoming Wireless Waves 213.

G. M. Giannini. Radio echo atmosferici e spaziali 217.

S. Goldstein. Influence of the Earth's Magnetic Field on Electric Transmission in the Upper Atmosphere 53.

Georg Goubau. Methode zur Untersuchung von Echos bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre 118.

S. Krütschow. Bedingungen der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in der Erdatmosphäre 211.

H. B. Maris and E. O. Hulbert. Wireless telegraphy and magnetic storms 54.

Balth. van der Pol und K. F. Niessen. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über eine ebene Erde 212.

P. Schwartz. Procédé de visée radioélectrique applicable à la Géodésie 87.

K. Sreenivasan. Relation between long-wave reception and terrestrial and solar phenomena 53.

A. Hoyt Taylor and L. C. Young. Echo signals 35.

W. Howard Wise. Asymptotic Dipole Radiation Formulas 53.

Ivy Jane Wymore. Relation of radio wave propagation to disturbances in terrestrial magnetism 31.

5. Physik des Meeres

Zusammensetzung des Meerwassers, Statik, Dynamik und Optik, Ozeanographie

J. P. Ault and F. M. Soule. Bottom Contour of the South Pacific Ocean from Soundings Taken on Board the Carnegie 173.

Henry B. Bigelow. Developing viewpoint in oceanography 90.

J. E. Fjeldstad. Theorie der wind erzeugten Meeresströmungen 173.

A. Gravell et W. Besnard. Nouvel appareil océanographique 121.

Koji Hidaka. Corrections to the Depth obtained by the Warluzel Sounding Machine 228.

P. Idrac. Singularités du Gulf-Stream 11.

J. P. Jacobsen. Apparat til Bestemmelser af Vaegtfuldeforskellen mellem to Prøver Havvand 90.

P. L. Mercanton. Observations faites à bord du Pourquoi-Pas? au pycnoscop de La Cour et Schou 61.

P. H. van Riel. Influence of sea disturbance on surface temperature 173. Wilhelm Schmidt. Wärmelot, Gerät zum Aufzeichnen der Tiefentemperaturen in stehendem Gewässer 11.

H. R. Seiwell. Oceanographic investigations in the inshore waters of the Gulf of Maine 90.

J. Thoulet. Cônes de tourbillonnement liquides océaniques isothermes 38.

K. Tsukuda. Mean Atmospheric Pressure, Cloudiness and Sea Surface Temperature of the North Pacific Ocean 138.

Seiti Yamaguti. Effect of Ocean Current, „Kurosiwo“, upon Sea Level 138.

Gezeiten

Marcel Brillouin. Marées dynamiques avec continents 121, 138.

L. H. G. Dines. Rise and Fall of the Tides 11.

G. R. Goldsbrough. Tides in Oceans on a Rotating Globe 90, 174.

S. Goldstein. Tidal Motion in Rotating Elliptic Basins of Constant Depth 137.

S. F. Grace. Semi-diurnal Lunar Tidal Motion of the Read Sea 138.

J. Proudman. Distribution of Tides in a Basin possessing a Line of Symmetry 121.

— Curvature of Co-tidal Lines across a Channel 121.

— Forced Tides in a Lake 121.

— and A. T. Doodson. Tides in an Ocean bounded by two Meridians on a non-rotating Earth 12.

Walter Stürzenacker. Technische und wirtschaftliche Grundlagen für die Gewinnung von Gezeitenenergie 174.

6. Physik der Atmosphäre

Statik und Dynamik

John Mead Adams. Origin of Snowflakes 187.

Ångström. Statistik och meteorologi 91.

- A. Angström. Variation der Niederschlagsintensität bei der Passage von Regengebieten und Folgen betreffs der Struktur der Fronten 140.
- Sudhansu Kumar Banerji. Effect of the Indian Mountain Ranges on the Configuration of the Isobars 175.
- Franz Baur. Stand der meteorologischen Korrelationsforschung 62, 97.
- R. Becker. Reibung und Gleitflächen 95, 96.
- Feinstruktur des Windes 179.
- Tor Bergeron. Richtlinien einer dynamischen Klimatologie 217.
- M. Bogolepow. Mittlere Jahresschwankung als Maß der Luftdruckveränderlichkeit 139.
- R. Bureau. Sondages de pression et de température par radiotélégraphie 39.
- S. Chapman. Lunar Atmospheric Tide 224.
- G. Chatterjee. Upper Temperature Indicator for Use with Pilot Balloon 177.
- Recording plate for use with meteorographs of Dines' type 190.
- and N. K. Sur. Thermal structure of the free atmosphere over Agra 175.
- Norbert Copony. Säkulare Schwankungen der atmosphärischen Unruhe 140.
- G. Ten Doesschate. Scheinbare Form des Himmelsgewölbes 223.
- J. Egedal. Tides of the Upper Atmosphere and Heights of Meteors 39.
- Ergebnisse der Registrierballonfahrten ausgeführt vom Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig u. d. Sächs. Landeswetterwarte 228.
- H. Ertel. Reibung an Gleitflächen 95, 96.
- Dynamik der atmosphärischen Druckschwankungen 174.
- Vertikale Druckverteilung in turbulenten Strömungen 175.
- Richtungsschwankung der horizontalen Windkomponente im turbulenten Luftstrom 176.
- Berechnung des Austauschkoeffizienten aus den Feinregistrierungen der turbulenten Schwankungen 219.
- Felix M. Exner. Gravitationswellen in der Atmosphäre 65.
- A. A. Friedmann. Théorie du mouvement d'un fluide compressible et ses applications aux mouvements de l'atmosphère 121.
- J. Georgi. Pilotaufstiege im Gebiete von Island 65.
- J. Goldberg. Häufigkeit der Bevölkerungsgrade und ihr jährlicher Gang 179.
- A. H. R. Goldie. Structure and Movement of the Atmosphere as affected by Diurnal Variations 91.
- Sir Richard Gregory. Weather Recurrences and Weather Cycles 95.
- Bernhard Haurwitz. Beziehungen zwischen Luftdruck- und Temperaturänderungen 91.
- Berechnung der Neigung von Diskontinuitätsflächen mittels der Marguleschen Formel 121.
- Martin Herrmann. Scirocco - Einbrüche in Mitteleuropa 221.
- Traugott Herrmann. Verwendbarkeit arretierbarer Windfahnen zur Aufnahme von Störungsfeldern 13.
- J. Hopmann. Problem der Hagenschen „dunklen Wolken“ 180.
- E. O. Hulbert. Wind Mixing and Diffusion in the Upper Atmosphere 96.
- Milton L. Humason. Rayton short-focus spectrographic objective 235.
- W. J. Humphreys. Horizontal rainbow 42.
- Falling of the dew 70.
- B. I. Isvekov. Regarding Ackerblom's theoretical model expressing the change of wind with the height in connection with friction 14.
- R. Joscheck. Registrierung von atmosphärischen Störungen 61.
- W. Khanewsky. Konstitution und Entstehung hoher Antizyklonen 93.
- K. T. Kiroff. Zerlegung zusammengesetzter Kurven 13.
- Herbert Kirsten. Niederschlag und Äquivalent-Temperatur 179.
- K. Knoch. Schneekristallformen 96.
- Das unperiodische Element im Tropenklima 221.
- Walter Knoche. Angenäherte Berechnung der Verdunstung 98.
- Hilding Köhler. Koagulation in der Atmosphäre 97.
- Wolkenbildung auf dem Pärttjäkko im August 1928 nebst einer weiteren Untersuchung der Tropfengruppen 123.
- Austausch zwischen Unterlage und Luft 180.
- W. Kopp. Bimetallthermometer in Flugzeugmeteographen 42.
- O. A. Kostareva. Investigation of a cyclone 13.
- E. Kuhlbrodt. Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean 64.

- Masao Kuroda. Mechanical Properties of Snow-Layer 28.
- Joh. Letzmann. Cumulus-Pulsationen 188.
- und A. Wegener. Druckerniedrigung in Tromben 138.
- Franz Linke. Vertikalbewegung isolierter Luftmassen 138.
- M. Loris-Melikof und A. Sinjagin. Numerische Charakteristiken der Zyklone und Antizyklone und ihre synoptische Interpretation 94.
- Jean Lugeon. Genèse des orages de chaleur et leur prévision à l'aide des atmosphériques 13.
- Procédé pour déterminer à grande distance la position géographique et la vitesse de discontinuités du perturbations météorologiques à l'aide des atmosphériques qu'elles émettent 13.
- H. B. Maris. Theory of meteors 102.
- H. Markgraf. Wegeners mechanische Trombentheorie 175.
- Edward A. Martin. Dew: Does it Rise or Fall? 221.
- Herbert Maxwell. Dew: Does it Rise or Fall? 221.
- Rudolf Masek. Vereinfachte Ausführung einer elektrisch anzeigenenden Windfahne für beliebig viele Stromkreise 224.
- Paul Mildner. Korrelation zwischen harmonischen Konstituenten und Beobachtungskurven 221.
- W. Mische. Berechnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Kältewellen 96.
- Fritz Möller. Pseudopotentielle Temperatur an Inversionen 40.
- Sind die Luftkörper konstant? 40.
- R. Mügge. Deutung der Wettervorgänge und Grenzen der Voraussage 63.
- Warmer Hochdruckgebiete und ihre Rolle im atmosphärischen Wärmehaushalt 91.
- Norddeutscher Lloyd. Meteorologische Studien auf See 141.
- Leo Wenzel Pollak. Zusammenhang zwischen Typhusmorbidity und Niederschlagschwankungen 221.
- P. Raethjen. Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum 12, 41, 62.
- K. R. Ramanathan. Distribution of Temperature in the First 25 Kilometres over the Earth 39.
- K. R. Ramanathan. Distribution of Potential Temperature in the First 25 Kilometres over the Northern Hemisphere 66.
- Atmospheric instability at Agra associated with a western disturbance 225.
- Anfinn Refsdal. Feuchtabiler Niederschlag 124.
- Theorie der Zyklonen 225.
- Rudolf Reidat. Einfluß von Wolkenzonen auf die Temperaturregistrierungen bei Aufstiegen 228.
- Rethly. Absolut trockene Luft 97.
- M. Robitzsch. Abkühlungsgröße, Kata thermometer und Äquivalenttemperatur 178.
- Geert Roediger. Europäischer Monsun 67.
- L. Rosenbaum. Abhängigkeit der elfjährigen Klimaschwankungen von der Sonnenfleckenhäufigkeit 42.
- Perioden der Hochwässer und Einstöße 236.
- J. Rossmann. Höhentemperatur- und Höhenwindmessung 138.
- N. Rudski. Harmonische Analyse und Wettervorhersage 13.
- Fritz Runkel. Wetternachrichtendienst 1.
- Wilhelm Schmidt. Struktur des Windes 64.
- Strömungsforschung in freier Luft 92.
- Tiefste Minimumtemperaturen in Mitteleuropa 178.
- und Paul Lehmann. Versuche zur Bodenatmung 139.
- W. B. Schostakowitsch. Periodizität im Verlauf der Klimaelemente 38.
- Periodizität in den geophysikalischen und biologischen Erscheinungen 38.
- Perioden starker und schwacher Aktivität im Verlauf der geophysikalischen und biologischen Erscheinungen 39.
- Entstehung der Zyklonen 93.
- Richard Schröder. Regeneration einer Zyklone über Nord- und Ostsee 67.
- O. v. Schubert. Die dreijährige Luftdruckwelle 93.
- Heinrich Seilkopf. Atmosphärische Grenzschicht 92.
- unter Mitwirkung von Wilhelm Ernst. Meteorologische Beobachtungen auf dem Las Palmas-Flug der Deutschen Luft-Hansa 123.

- Napier Shaw. Distribution of Temperature in the First 25 Kilometres over the Earth 92.
- G. C. Simpson. Dew: Does it Rise or Fall? 221.
- W. Smosarski. Theorie der periodischen Temperaturänderungen an der Erdoberfläche 65.
- H. Solberg. Integrationen der atmosphärischen Störungsgleichungen. Wellenbewegungen in rotierenden, inkompressiblen Flüssigkeitsschichten 121.
- R. Spitaler. Einfluß der Achsen-schwankungen der Erde auf die Temperaturanomalien 220.
- Beziehungen zwischen den Temperatur- und Luftdruckanomalien und den Achsen-schwankungen der Erde 220.
- R. Stein. Beziehungen von Luftdruck-anomalien auf der Erde zueinander im Sommer der Nordhalbkugel 42.
- Eduard Stoecker. Höhenkorrektion des Luftdrucks in den synoptischen Wetterkarten 38.
- G. Stüve. Polarfront- und Äquatorial-fronttheorien 121.
- N. Szwikowski. Einfluß des Windes auf die Verdunstung einer ebenen Fläche 98.
- G. I. Taylor. Waves and Tides in the Atmosphere 176, 177.
- H. Thomas. Kurzperiodische Druck-wellenh und physikalische Bedingungen für ihr Auftreten 62.
- Ford. Travniček. Säkulare Schwan-kungen des täglichen Barometer-ganges und jene der interdiurnen Veränderlichkeit 96.
- H. Troeger. Häufigkeitsverteilung der Äquivalenttemperaturen 13.
- Zur Frage der Okklusion 92.
- Form des Kaltlufteinbruchs 96.
- K. Tsukuda. Mean Atmospheric Pressure, Cloudiness and Sea Surface Temperature of the North Pacific Ocean 138.
- Heinrich Voigts. Ähnlichkeit der Dämmerungerscheinungen und kolloidchemischer Färbungen 42.
- A. Wagner. Schwankungen der allgemeinen Zirkulation 63.
- Theorie der Häufigkeitsverteilung von Fehlern in der Ebene mit besonderer Berücksichtigung der Windvektoren 64.
- Feinstruktur des Temperaturgradien-ten längs Berghängen 221.
- G. R. Wait. Need of measurements of dust-content in the study of atmospheric-electric phenomena 124.
- Gilbert T. Walker. Stand der meteorologischen Korrelationsforschung 175.
- Alfred Wegener. Mechanik der Tromben und Tornados 121.
- L. Weickmann. Wellenproblem der Atmosphäre 64.
- Dominierende Luftdruckwelle des strengen Winters 1928/29 221.
- A. Wigand und E. Frankenberger. Beständigkeit und Koagulation von Nebel und Wolken 97.
- Etitaro Yokoyama. Observations of Atmospheric which may be caused by Meteoric Showers 234.
- H. M. Zolina. Mouvement orthogonal dans l'atmosphère 13.
- Strahlungsvorgänge,
Zusammensetzung der Atmosphäre,
Solarkonstante
- Fritz Albrecht. Messung und Regi-strierung der Strahlungsdifferenz Ausstrahlung — Einstrahlung mit einem Effektivpyranometer 67.
- Zusammenhang zwischen täglichem Temperaturgang und Strahlungshaus-halt 184.
- G. Aliverti. Misure di radioattività atmosferica 104.
- E. Alt. Stand des meteorologischen Strahlungsproblems 68.
- A. Amerio, O. de Pasquale, V. Ricca. Misure pirelometriche eseguite sull'Aspromonte 99.
- Wilhelm Anderson. Samazustand erster und zweiter Art 38.
- A. Ångström. Nächtliche Ausstrahlung im Ballon 91.
- Albedo of various surfaces of ground 92.
- Variationen der atmosphärischen Temperaturstrahlung und ihre Zu-sammenhang mit der Zusam-mensetzung der Atmosphäre 98.
- Radiation and climate 99.
- Aktinometrische Messungen und ihre Beziehung zu der Trübung der Atmo-sphäre 183.
- T. E. Aurén. Illumination from Sun and Sky in the Neighbourhood of Stockholm 186.
- Erik Bäcklin und Gunner Kell-ström. Angströmsche Pyrheliometerskala 128.
- S. J. Barnett. Green Flash in Southern California 122.

- P. Barreca. Colorazioni, nei crepuscoli, degli oggetti terrestri 142.
- J. Bartels. Die höchsten Atmosphärenschichten 14.
- Geophysikalischer Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung 228.
- H. Bechhold. Vorgeschichte der Kolloid-Meteorologie 174.
- Fr. Becker und N. Tapia. Abnormes Verhalten der atmosphärischen Extinktion 224.
- W. E. Bernheimer. Angeblicher Zusammenhang der Sonnenstrahlung mit der Fleckenhäufigkeit 145.
- Max Bider. Einfluß meteorologischer Faktoren auf das luftelektrische Potentialgefälle 227.
- A. Blanc. Courant photoélectrique dans l'air à la pression ordinaire 14.
- J. C. Boerema and M. P. Vrij. Ultra violet radiation in tropical sunlight 69.
- Hermann Brück. Streuung in der Erdatmosphäre und Struktur der Fraunhoferischen Linien 181.
- D. Brunt. Transfer of Heat by Radiation and Turbulence in the Lower Atmosphere 181.
- H. Buisson, G. Jausseran et P. Rourard. Transparence de la basse atmosphère 122.
- R. Bureau. Variation diurne des parasites atmosphériques 181.
- Konrad Büttner. Strahlungsmessungen im Flugzeug 100.
- Sonnenstrahlungsmessungen auf dem Brandenburger Haus 182.
- und Erika Sutter. Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett 91.
- J. Cabannes and J. Dufay. Variation of the atmospheric ozone 187.
- C. J. P. Cave. Green Flash 70.
- Daniel Chalonge et F. W. Paul Götz. Quantité d'ozone contenue dans la haute atmosphère 41.
- W. H. J. Childs and R. Mecke. Intensities in the Atmospheric Oxygen (Intercombination) Bands 141.
- B. W. Currie. Atmospheric Light Columns from Artificial Lights 123.
- Richard v. Dallwitz-Wegner. Atmosphäre und der Samazustand 225.
- F. Dannmeyer. Ultraviolette Himmelsstrahlung in nördlichen Breiten 101.
- G. M. B. Dobson. Ozone atmosphérique 142.
- C. Dorno. Ultraviolette Sonnen- und Himmelsstrahlung in tropischen Gebilden 99.
- Erklärung des „Barometereffektes“ der Ultrastrahlung 215.
- und F. Lindholm. Helligkeitsverteilung über den Himmel im Ultraviolet 16.
- Paul Duckert. Erforschung der höheren Atmosphärenschichten 66.
- J. Dufay. Raie verte des aurores polaires dans la lumière du ciel nocturne 15.
- Observation photographique des bandes de Chappuis dans le spectre solaire 142.
- F. Eredia. Visibilità dell'Atmosfera 43.
- G. Falckenberg. Prüfung der Konstanten der Ångströmschen Pyrgeometer 143.
- K. Feussner. Ångström- und Smithsonian-Skala 143.
- Emil Flach. Lichtzerstreuung und Lichtreflexion bei Mattgläsern in Verbindung mit photoelektrischen Zellen 186.
- P. A. Galbas. Erste Messung der Sonnenstrahlung im Flugzeug 21.
- Berichte des Strahlungs-Klimatologischen Stationsnetzes im Deutschen Nordseegebiet 221.
- und W. Marten. Absolute Sonnenstrahlungsmessungen in der freien Atmosphäre im Flugzeug 68.
- Charles Gallissot. Hétérogénéités optiques de l'atmosphère 99.
- H. Galli-Shohat. Aberration of the light from terrestrial sources and its application to the experiment of Esclangon 181.
- R. Gindre. Phénomène d'optique atmosphérique 43.
- A. H. R. Goldie. Atmospheric Light Columns from Artificial Lights 140.
- Ladislaus Gorczyński. Solarimeters and Solargraphs 101.
- Franz J. Göschl. Kosmisch-planetare Ursachen der Klimaschwankungen 179.
- F. W. P. Götz and G. M. B. Dobson. Height of the Ozone in the Upper Atmosphere 226.
- Hans Hellmann. Auftreten von Ionen beim Zerfall von Ozon und die Ionisation der Stratosphäre 227.
- Rupert Holzapfel. Strahlungs- und Polarisationsmessungen auf dem Hochobir 68.
- Strahlungsmessungen auf der Stolzalpe 236.

- Anton Huber. Temperaturanstiege und -maxima bei Nacht als regelmäßige Erscheinungen des Temperaturverlaufes 92.
- E. O. Hulbert. Ions and electrical currents in the upper atmosphere 87, 120.
- Ionization in the upper atmosphere of the earth 225.
- W. Kaempfert. Durchlässigkeit von Strahlungsfiltern 185.
- N. Kalitin. Variation de l'intensité totale de la radiation solaire pendant l'éclipse du soleil du 29 juin 1927 69.
- N. N. Kalitin. Spektrale Zusammensetzung des diffusen Lichtes während der Dämmerung 223.
- W. Kästrow. Abschwächung der Sonnenstrahlung in der idealen Atmosphäre 142.
- Abhängigkeit der atmosphärischen Trübung von der Größe der Wasserdampfpartikeln 182.
- I. A. Kiebel. Theoretical determination of the first critical value of Reynold's number 13.
- A. Kopfmüller. Verbessertes Graukeilphotometer 190.
- W. Kosmath. Gehalt der Freiluft an Radiumemanation und deren vertikale Verteilung in der Nähe des Erdbodens 188.
- V. S. Kulebakin. Lichtreflexion von den Erddecken 140.
- J. Kunz and V. S. Shelford. Apparatus for testing photoelectric cells in sunlight 193.
- Friedrich Lauscher. Trübungsfaktor 99.
- A. Lepape et G. Colange. Relation entre les titres en ozone de l'air du sol et de l'air de la haute atmosphère 40.
- F. Lindholm. Normalwerte der Gesamtstrahlung 21.
- Normalwerte der Gesamtstrahlung und der auf die Cadmiumzelle wirkenden Ultravioletstrahlung der Sonne für Davos 226.
- Link et Hugon. Mesures directes de l'absorption atmosphérique 122.
- F. Linke. Strahlungsausgleichstemperatur des Erdbodens 4.
- Trübungsfaktor 182.
- F. Löhle. Messung des Zerstreuungskoeffizienten der bodennahen Luftsichten 14.
- A. A. Lomakin. Gehaltsmessung radioaktiver Emanationen in der atmosphärischen Luft 16.
- M. Luckiesh. What is the Color of Daylight? 128.
- Q. Majorana. Assorbimento delle radiazioni ultraviolette od ultrarosse da parte della nebbia 43.
- Leonardo Martinozzi. Misure di albedo 189.
- J. Maurer. Strahlungswirkung heißer Sommer, beobachtet im Hochgebirge 181.
- Henri Méemory. Soleil et atmosphère 68.
- Rudolf Meyer. Haloerscheinungen 102.
- W. Mörikoffer. Intensität der Sonnenstrahlung in verschiedenen Spektralbereichen in Davos 68.
- Probleme der meteorologischen Strahlungsforschung 182.
- Physikalische Grundlagen der meteorologischen Strahlungsforschung und ihre praktische Bedeutung 182.
- R. Mügge. Stratosphärentemperatur und Strahlungsbedingungen der oberen Atmosphäre 180.
- Albert Nodon. Effets d'ionisation par l'action solaire 143.
- E. Palmén. Vertikale Mächtigkeit der Kälteeinbrüche über Mitteleuropa 177.
- N. Passerini. Temperature minime a differenti piccole altezze sul suolo 92.
- Chaim L. Pekeris. Einführung der Entropie in die Behandlung der atmosphärischen Thermodynamik 174.
- Helge Petersen. Vort Kendskab til Atmofaerens højeste Lag 41.
- G. I. Pokrowski. Helligkeitsverteilung am Himmel 70.
- Rapport de la Réunion de l'ozone et de l'absorption atmosphérique 90.
- Lord Rayleigh. Normal Atmospheric Dispersion as the Cause of the „Green Flash“ at Sunset 70.
- E. Reinau. Kohlensäuregehalt erdnaher Luftsichten im Hochgebirge 183.
- O. F. T. Roberts. Green Ray 233.
- Y. Rocard. Chute d'un gaz lourd dans un gaz léger 65.
- Leopold Rosenbaum. Langjährige Klimaschwankungen und deren Ursachen 179.
- Kosmisch-planetare Ursachen der Klimaschwankungen 179.
- S. Rosseland. Ozone Absorption during Long Arctic Night 66.

- Richard Ruedy. Changes in the ozone concentration of the atmosphere 142.
Friedrich Schembor. Strahlungsmessungen auf der Stolzalpe 185.
J. C. Schelleng. Ionisation in the upper atmosphere 120.
A. Siniagin. Verteilung der atmosphärischen Polarisation auf dem Himmelsgewölbe 100.
L. A. Sommer. Nächtliches Leuchten der hohen Atmosphäre über Göttingen 14.
H. Spencer Jones. Light of the Night Sky: Analysis of Intensity Variations 100.
Eduard Stoecker. Einführung der Entropie in die Behandlung der atmosphärischen Thermodynamik 92.
R. Süring. Ergebnisse und Aufgaben der meteorologischen Strahlungsmessungen 68.
— Temperaturverlauf im Sandboden 221.
E. H. Synge. Method of Investigating the Higher Atmosphere 177.
Ryūzaburō Taguti. Integrating Photometer for Sunshine 143.
Shizuma Takaya. Coefficient of eddy viscosity in the lower atmosphere 225.
J. J. Tichanowsky. Theorie der Messung der Himmelsspoliarisation 70.
M. Toperczer. Horizontalkomponente der Strahlung 182.
M. V. Unakar. Sunspots and Pressure 121.
Arthur Wagner. Einfluß der Thermometeraufstellung auf die Temperaturaufzeichnungen in Wien, Hohe Warte 91.
K. F. Wasserfall. Relation between the rotation of the sun and variations in atmospheric temperature 181.
K. N. Wassiliw. Praktische Pyranometrie 189.
R. Wegner. Optische Erscheinungen in der Atmosphäre und ihre Beziehungen zum Wetter 122.
A. Wigand. Atmosphärisches Aerosol 64, 139.
— Vorgeschichte der Kolloid-Meteorologie 174.

Akustik

- E. H. Gowan. Low Frequency Sound Waves and the Upper Atmosphere 67.
W. Kühl. Form der Fernschallwelle 217.

- Andrew Thomson. Earthquake Sounds heard at Great Distances 29.
F. J. W. Whipple. Earthquake Sounds heard at Great Distances 30.

7. Angewandte Geophysik

Allgemeines

- A. S. Eve and D. A. Keys. Applied geophysics in the search for minerals 18.
G. A. Gambarzeff. Mechanische Integratoren zur Auswertung von Beobachtungen an gestörten Schwere- und Magnetfeldern 102.
— Geologische Interpretation magnetometrischer und gravimetrischer Beobachtungen mit Hilfe von Apparaten zur mechanischen Berechnung 130.
C. A. Heiland, Chas. W. Henderson and J. A. Malkovsky. Geophysical investigations at Caribou 49.
H. Hunkel. Geophysikalischer Nachweis von Salzdomen im Oberelsaß 158.
J. Koenigsberger. Erforschung der ersten 100 km Erdkruste 115.
H. Reich. Geophysikalische Probleme des Riesen 17.
— Flachlandsgeologie und geophysikalische Untergrundsforschung 17.

Schwerkraftmethoden

- Silvio Ballarin. Determinazioni di gravità relativa 154.
Donald C. Barton. Torsion-balance in the determination of the figure of the earth 2.
G. Boaga. Proposito di semplici e rapidi procedimenti topografici 104.
Karl Jung. Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße 17.
— Belowsche Methode zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massen auf Krümmungsgröße und Gradient 125.
M. Matuyama and H. Higashinaka. Subterranean Structure of Takamati Oil-field Revealed by Gravitational Method 125.
O. Meissner und F. Wolf. Geophysikalische Messungen unter Tage 103.
P. M. Nikiforov. Neuer Typus des Gravitationsvariometers mit kurzer Periode 3.
— N. Weschnjakow, S. Girin und A. Terentjev. Gravimetriche Schürfung von Eisenquarziten im Kriworoger Gebiet 18.

- B. Numerov. Gravity Observations 28.
W. Oserezky. Diagramm zur Bestimmung der Differenz der Schwere-
störung Δg in zwei Beobachtungs-
punkten 125.
Stefan Rybár. Neue Konstruktion der
Eötvösschen Drehwaage 49.
Robert Schwinner. Horizontal-
abstand von Pendelstationen 125.

Seismische und akustische Methoden

- E. A. Ansel. Impulsfeld der praktischen
Seismik in graphischer Behandlung
202.
O. Barsch und H. Reich. Seismische
Untersuchungen über den Schichten-
aufbau von Norddeutschland 202.
B. Gutenberg. Dynamische Ver-
größerung von Schallregistrierinstru-
menten für andauernde Sinuswellen
219.
Koiji Hidaka. Corrections to the
Depth obtained by the Warluzel
Sounding Machine 228.
H. Reich. Versuche mit dem Schvey-
darschen Seismometer in der Um-
gebung von Berlin 17.
Risch. Messungen von Verkehrs-
erschütterungen 103.
Ernst Sorge. Dickenmessungen des
grönlandischen Inlandeises 80.
Thickness of glacier ice 140.

Elektrische, magnetische, radio- aktive und thermische Methoden

- I. Bachurin. Laboratoriumarbeiten der
Magnetasteilung des Instituts für
angewandte Geophysik 19.
— Magnetometrische Arbeiten des In-
stituts für angewandte Geophysik im
Iletz-Salzgebiet 20.
Arnaldo Belluigi. Stato attuale della
Geoelettrica 126.
— Misura di campi elettromagnetici di
una corrente alternata impressa al
suolo 143.
R. Bock. Theorie einer neuen galvan-
ischen Waage 228.
L. N. Bogojavlevsky. Radiometrische
Naphthaschürfung 21.
G. Carrette and Sherwin F. Kelly.
Discovery of Salt Domes in Alsace
by Electrical Exploration 127.
A. Ebert. Geoelektrische Aufnahmen
am Rammelsberg und im Oberharz
44.

- A. Ebert. Aufsuchen von vergrabener
Munition durch magnetische und elek-
trische Messungen 163.
F. Errulat. Profilaufnahmen an einer
erdmagnetischen Störung in Ost-
preußen 162.
A. S. Eve and D. A. Keys. Geo-
physical Prospecting: Some Electrical
Methods 126.
W. Fucks. Untersuchung des Helm-
holzschen Pendels mit dem Katho-
denzillographen 180.
P. Geoffroy und B. Perebaskine.
Erdmagnetische Untersuchungen in
der Gegend von Saint Boës 71.
Wilhelm Geyger. Geoelektrische
Untersuchungsmethoden mit Wechsel-
strom 126.
H. Haalck. Erklärung der Kursker
magnetischen und gravimetrischen
Anomalie 160.
— Ursache der erdmagnetischen Störung
im Gebiet der Stadt Danzig 162.
W. O. Hotchkiss, W. J. Rooney and
James Fisher. Earth-resistivity
Measurements in the Lake Superior
Copper Country 126.
P. Hülsenbeck und W. Geyger. Geo-
elektrische Untersuchungsmethoden
mit Wechselstrom nach der Senden-
methode 19.
J. N. Hummel. Scheinbarer spezifi-
scher Widerstand 18.
— Modellversuche mit der Viertel-
wellenmethode 19.
— Scheinbarer spezifischer Widerstand
bei vier planparallelen Schichten 45.
J. Koenigsberger. Messung lokaler
erdmagnetischer Anomalien zur Be-
stimmung des Gesteinsmagnetismus
160.
— Geoelektrische Methoden mit direkter
Stromzuleitung 165.
— Ermittlung ausgedehnter Schichten
verschiedener Leitfähigkeit 166.
— Messung der elektrischen Leitfähig-
keit der Erde durch Induktion 166.
E. G. Leonardon and Sherwin F.
Kelly. Applications of Potential
Methods to Structural Studies 127.
Heinrich Löwy. Grundproblem der
angewandten Geophysik und der
elektrische Nachweis von Erdöl 102.
Max Müller. Geophysikalische Feld-
messung mit niederfrequenten
Wechselströmen 44.
— Quantitatives elektromagnetisches
Meßverfahren zur Bestimmung der
Tiefe und des Einfalles von Erz-
gängen von der Oberfläche aus 44.

- Max Müller. Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung elektromagnetischer Wechselfelder verschiedener Frequenz 81.
- Magnetfeld einer elektrischen Strömung im anisotropen leitenden Halbraum 211.
- W. Pavlinov. Absoluter Apparat zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinproben 21.
- N. Rosé. Magnetische Rekognosierung im Tulaer Eisenerzgebiete 20.
- Georg Rosén. Messung von Erdströmen 45.
- C. et M. Schlumberger. Détermination électromagnétique du pendage des couches sédimentaires 143.
- Carottage électrique 167.
- Friedr. Schuh. Geologische Bedeutung der Schaffung einer Isanomalenkarte der magnetischen Vertikalintensität von Deutschland 207.
- E. G. Schulze. Magnetische Vermessung einiger tertiärer Eruptivgänge und -stöcke im sächsischen Elbsandsteingebirge 162.
- H. Seblatnigg und A. Graf. Messung der horizontalen Störungskomponente des erdmagnetischen Feldes 71.
- Walter Stern. Elektrodynamische Dickenmessung von Gletschereis 43.
- W. Vernadsky. Eaux naturelles riches en radium 143.
- ### 8. Kosmische Physik
- C. G. Abbot. Energy spectra of the stars 107.
- V. Ambartsumian. Theorie der Absorptionslinien in Sternatmosphären 148.
- R. d'E. Atkinson and F. G. Houtermans. Transmutation of the Lighter Elements in Stars 24.
- Aufbaumöglichkeit der Elemente in Sternen 24.
- J. Bartels. Geophysikalischer Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung 228.
- C. S. Beals. Nature of Wolf-Rayet Emission 147.
- Fr. Becker. Spektrum des Neuen Sternes im Pictor 107.
- Sternspektrum mit Emissionsbanden 195.
- W. E. Bernheimer. Angeblicher Zusammenhang der Sonnenstrahlung mit der Fleckenhäufigkeit 145.
- Tcheslas Bialobrzeski. Constitution interne et rayonnement des étoiles 146.
- I. S. Bowen. Presence of Neutral Oxygen in the Gaseous Nebulae 209.
- W. Bowie. Crustal changes due to Moon's Formation 201.
- M. Bronstein. Verhältnis der effektiven Temperatur der Sterne zur Temperatur ihrer Oberfläche 194.
- P. ten Bruggencate. Radial velocities of globular clusters 22.
- Bestimmung einer allgemeinen Absorption des Lichts im Weltraum 108.
- Diffuse galaktische Nebel 146.
- Kevin Burns. Comparison of laboratory and solar wave lengths 231.
- Mario Conti. Teoria di ionizzazione e spettro delle macchie del sole 46.
- Andrew Christy. New band system of titanium oxide 24.
- Heber D. Curtis. Set of Permanent Parallax Sectors 148.
- H. Deslandres. Cause qui intervient pour augmenter ou modifier l'intensité des raies et des bandes dans les spectres d'atomes et de molécules 136.
- J. Dufay. Observation photographique des bandes de Chappuis dans le spectre solaire 142.
- Brillance du ciel nocturne 66.
- A. S. Eddington. Problem of Stellar Luminosity 144.
- C. T. Elvey. Contours of hydrogen lines in stellar spectra 196.
- Ernest Esclangon. Expériences de réflexion optique et dyssimétrie de l'espace 72.
- J. Evershed. Normal Wave-lengths of the Calcium Lines H and K, and Relativity Shift of these Lines in the Prominences and Chromosphere 105.
- Wave-length of He and the displacements of the hydrogen lines in the sun 230.
- Ch. Fabry und H. Buisson. Sonnen-ultraviolet 192.
- W. E. Forsythe and Frances Chrissiston. Ultraviolet radiation from the sun and heated tungsten 123, 232.
- E. F. Freundlich. Nachweis der relativistischen Rotverschiebung der Fraunhofer-Linien 192.
- A. v. Brunn und H. Brück. Verlauf der Wellenlängen der Fraunhofer-Linien längs der Sonnenoberfläche 181.
- J. A. Gaunt. Continuous Absorption 193.

- V. M. Goldschmidt. Vorkommen des Germaniums im Meteoriten von Cranbourne 147.
- F. W. Paul Götz. Intensitäten des kurzweligen Sonnenultravioletts 192.
- D. Grave. Elektromagnetische Erscheinungen im Sonnensystem 46.
- H. Greinacher. Inwieweit können Sonnenstrahlung und interstellare Materie die Bahn der Erde beeinflussen? 231.
- W. Grotian. Intensitätsverhältnis der verbotenen OIII-Linien in den Spektren der planetarischen Nebel und Novae 107.
- Ross Gunn. Theory of the magnetic field associated with sun-spots 21.
- Electrodynanic damping in pulsating stars 148.
- Anomalous rotation of the sun 229.
- Paul Guthnick. Einprismensternspektrograph und lichtelektrisches Sternphotometer 106.
- Arthur Haas. Zusammenhang zwischen kosmischen und physikalischen Konstanten 235.
- Mittlere Massendichte des Universums 235.
- George E. Hale. Spectrohelioscope and its work 73.
- Kiyotsugu Hirayama and Kaoru Akiyama. Improved Elements of the Orbits of Asteroids 127.
- E. O. Hulbert. Theory of the solar corona 104.
- Theory of zodiacal light 146.
- Zodiacal light and gegensein as phenomena of the Earth's atmosphere 165.
- H. Jones. Deviations from Boyle's Law in Stellar Interiors 234.
- S. A. Korff. Scattering of Light in Sodium Vapor 128.
- M. La Rosa. Teoria balistica delle „Stelle variabili“ 72.
- T. Levi-Civita. Pulviscolo cosmico e distribuzione Maxwelliana 181.
- Moto di un corpo di massa variabile 236.
- H. B. Maris. Formation of spiral nebulae 22.
- Leonardo Martinuzzi. Luminosità delle stelle cadenti 146.
- Takehiko Matukuma. Fundamental Equations in the Theory of Stellar Evolution 127.
- W. H. McCrea. Emissionslinien als Begleiter von Absorptionslinien in Sternspektren 23.
- W. H. McCrea. Equation of State of an Ionised Gas 108.
- C. J. McLennan, J. H. McLeod and H. J. C. Ireton. Intensities of the Light of the Oxygen Green Line of the Night Sky 136.
- Henri Méemory. Hiver de 1930 et activité solaire 145.
- Paul W. Merrill and Cora G. Burwell. Behavior of bright lines in the spectra of long-period variable stars 233.
- E. A. Milne. Structure of Sunspots 193.
- Masses, Luminosities, and Effective Temperatures of the Stars 195.
- M. Minnaert. De drijvende vastelanden en de beweging der zonnevlekken 233.
- S. A. Mitchell. Spectrum of the chromosphere 144.
- Rolf Müller. Photographisch-photometrische Untersuchungen des Zodiakallichtes 165.
- S. B. Nicholson et Nicolas G. Perrakis. Présence de la raie d'absorption D_3 dans le spectre solaire 196.
- Brian O'Brien. Energy distribution in the ultraviolet spectrum of skylight 234.
- E. Perepelkin. Veränderung der Rotationsgeschwindigkeit der Sonne mit der Höhe 144.
- Separation der Geschwindigkeiten verschiedener Gase in den Protuberanzen 145.
- N. Perrakis. Résultats nouveaux de spectroscopie solaire 144.
- R. M. Petrie. Calculation of the Relative Temperatures and Pressures existing at the Base of Sunspots 193.
- Edison Pettit and Seth B. Nicholson. Lunar radiation and temperatures 193.
- Mariano Pierucci. Tre recenti determinazioni della massa di Venere e regolarità fra i valori del rapporto m/a per i diversi pianeti 181.
- S. R. Pike. Separation of Gases in Prominences 107.
- H. H. Plaskett. Line intensities in nebular spectra 47.
- J. S. Plaskett. High-temperature Stars 194.
- G. W. Ritchey. Photographie céleste obtenus avec le télescope Ritchey-Chrétien 233.
- Austin F. Rogers. Unique occurrence of lechatelierite or silica glass 127.

- C. I. Roibanesco. Démonstration de la loi empirique de Carrington-Faye ou de l'accélération solaire 146.
- Adolf H. Rosenthal. Deutung des Spektrums der Sonnenkorona 232, 233.
- R. O. Redman. Y Cygni. Spectroscopic results 229.
- R. A. Sampson. Effective Temperatures of Stars 194.
- Ludwik Silberstein. Size of the universe 127.
- L. A. Sommer. Deutung des Absorptionspektrums der Sonnenatmosphäre 46.
- Bernhard Sticker. Temperaturen von Riesen- und Zwergsternen 148.
- Charles E. St. John. Unit character of multiplets 105.
- Excitation potential in solar phenomena 105.
- Edmund C. Stoner. Equilibrium of Dense Stars 196.
- Carl Størmer. Spectrum of the Sunlit Auroral Rays 145.
- Otto Struve. Pressure effects in stellar spectra 47.
- Phosphorus in stellar spectra 196.
- and Å. Christy. Search for the band spectrum of He₂ in stellar spectra 195.
- and C. T. Elvey. Stellar Absorption Lines 128.
- J. A. C. Teegan and G. R. Rendall. Photoelectric Method of integrating Sunlight 230.
- G. Tiercy. Méthode pour déterminer la forme de la courbe de lumière d'une étoile variable 72.
- Albrecht Unsöld. Physical interpretation of spectroheliograms 107.
- Konvektion in der Sonnenatmosphäre 229.
- Ralph N. van Arnam. Spectroscopic investigation of beta cephei 46.
- Rolin Wavre. Figures d'équilibre et géodésie 73.
- Méthode de la cavité et les mouvements internes des planètes 180.
- Rupert Wildt. Absorptionsbanden der Fixsternspektren 23.
- C. Wirtz. Experimentelles zur Photometrie des Rotationsellipsoids 71.
- R. v. D. R. Wolley. Central Intensities of some Absorption Lines in the Solar Spectrum 104.
- Eitaro Yokoyama. Observations of Atmospherics which may be caused by Meteoric Showers 234.
- F. Zwicky. Red shift of spectral lines through interstellar space 22.
- Red shift of spectral lines through interstellar space 48.

3 8198 318 723 986



